



HAL
open science

Caractériser la formation d'étoiles obscurcie à $z \approx 2$ dans l'Univers

Laurie Riguccini Riggucini

► **To cite this version:**

Laurie Riguccini Riggucini. Caractériser la formation d'étoiles obscurcie à $z \approx 2$ dans l'Univers. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112186 . tel-00663803

HAL Id: tel-00663803

<https://theses.hal.science/tel-00663803>

Submitted on 27 Jan 2012

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.



Paris
N°d'ordre : ****

UNIVERSITE DE PARIS-SUD - U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris XI - ORSAY

Spécialité : *Astronomie et Astrophysique*

par

LAURIE RIGUCCINI

Sujet :

**Caractériser la formation d'étoiles
obscurcie à $z \sim 2$ dans l'Univers**

A soutenir le jour mois année devant la Commission d'examen :

Mme.	Guilaine LAGACHE	Présidente
M.	Vassilis CHARMANDARIS	Rapporteur
M.	Olivier LE FÈVRE	Rapporteur
M.	Stéphane ARNOUITS	Examineur
M.	Stéphane CHARLOT	Examineur
M.	Emeric LE FLOC'H	Co-directeur de thèse
M.	Marc SAUVAGE	Directeur de thèse

Les yeux sont aveugles. Il faut chercher
avec le cœur.ⁱ

i. Le Petit prince, Antoine de Saint-Exupéry

Table des matières

Table des figures	v
Résumé	1
Abstract (in english)	3
Introduction	6
Partie I : Les galaxies dans l'Univers	7
1 Vision d'ensemble de l'Univers	9
1.1 Introduction très générale : petit voyage dans l'Univers	9
1.2 Quelques outils de la cosmologie observationnelle	11
1.2.1 L'expansion de l'Univers en équations	11
1.2.2 Quelques notions importantes pour la suite	15
2 Les galaxies	21
2.1 La diversité des galaxies : un véritable zoo...	21
2.2 De quoi sont-elles formées?	22
2.2.1 Les étoiles	22
2.2.2 Le milieu interstellaire	22
2.2.3 Trou noir central	28
2.3 Distribution spectrale d'énergie des galaxies	29
2.3.1 Contribution des différents constituants d'une galaxie à sa distribution spectrale d'énergie	29
2.3.2 Différence dans les SEDs	29
3 Méthodes d'étude des galaxies	33
3.1 Détermination de la distance des galaxies	33
3.1.1 Les redshifts spectroscopiques	33
3.1.2 Les redshifts photométriques	34
3.1.3 Redshifts photométriques versus redshifts spectroscopiques	34
3.2 Le taux de formation d'étoiles des galaxies (SFR)	36
3.2.1 Estimateurs du SFR	36
3.2.2 Evolution du SFR avec le redshift	39
3.3 Importance de l'IR	39
3.3.1 Les galaxies infrarouges	39
3.3.2 Méthodes pour sélectionner les AGNs	40
3.3.3 Connexion AGN/Starburst	41

Partie II : Quelle est la fraction de formation d'étoiles fortement enfouie dans la poussière et manquée par les critères traditionnels UV/optiques ?		43
4	Échantillon de galaxies sélectionnées à $24\mu\text{m}$	45
4.1	Le champ COSMOS	45
4.2	Les catalogues $24\mu\text{m}$ (Le Floc'h et al. 2009) et optique (Ilbert et al. 2009)	45
4.3	Construction de l'échantillon final	48
4.4	Caractéristique de cet échantillon à $24\mu\text{m}$	49
5	Critères optiques et NIR	53
5.1	Le critère BzK	53
5.1.1	Description du critère de Daddi et al. (2004)	53
5.1.2	Adaptation du critère BzK à nos filtres COSMOS	55
5.1.3	Les galaxies $24\mu\text{m}$ sélectionnées BzK	56
5.2	Le critère BM/BX	58
5.2.1	Description du critère de Adelberger et al. (2004)	58
5.2.2	Adaptation du critère BM/BX à nos filtres	59
5.2.3	Les galaxies $24\mu\text{m}$ sélectionnées BM/BX	62
5.3	La sélection des "IRAC Peakers"	64
5.3.1	Description et analyse du critère de Huang et al. (2004)	64
5.3.2	Les galaxies $24\mu\text{m}$ sélectionnées IRAC Peakers	67
6	Sources MIPS optiquement faibles à $z\sim 2$	69
6.1	Description du critère de Dey et al. (2008)	69
6.2	Les galaxies $24\mu\text{m}$ sélectionnées OFIR	70
6.3	Recouvrement entre les sources OFIR et les autres populations de notre échantillon	72
7	Contribution des différentes sous populations à la fonction de luminosité à $8\mu\text{m}$ et au SFR à $z\sim 2$	77
7.1	Méthodologie	77
7.1.1	Pourquoi utiliser le $8\mu\text{m}$	77
7.1.2	La méthode du V_{max} : construction des fonctions de luminosités	78
7.1.3	Estimateur de Taux de formation d'étoiles (SFR)	80
7.2	Analyse des résultats	81
7.2.1	Contributions à la fonction de luminosité IR	81
7.2.2	Implications sur l'évolution de la densité de formation d'étoiles de l'Univers	85
Partie III : Caractérisation physique des galaxies fortement éteintes grâce à l'infrarouge lointain		89
8	L'infra-rouge lointain (FIR) dévoilé par Herschel	91
8.1	Le télescope Herschel	91
8.1.1	Qu'est-ce qu'un bolomètre ?	92
8.1.2	HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared)	93
8.1.3	SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver)	94
8.1.4	PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer)	96
8.2	Réduction de données PACS	98
8.2.1	Observer le ciel avec le photomètre de PACS	98

8.2.2	Description générale du pipeline	98
8.2.3	Travail sur les masques	101
8.3	Aboutissement de cette fructueuse collaboration au sein des consortiums PEP et HERMES	106
9	COSMOS vu par Herschel	109
9.1	Obtention du catalogue PACS-COSMOS	109
9.1.1	Analyse de données	109
9.1.2	Extraction de sources	115
9.1.3	Contreparties PACS des sources sélectionnées à 24 μm	118
9.2	Travaux préliminaires	119
9.2.1	Buts scientifiques	119
9.2.2	Comprendre les couleurs FIR/MIR	119
9.2.3	Utilisation du FIR pour mieux contraindre la luminosité IR des sources	124
10	La nature composite des sources brillantes en IR mais avec des contreparties très faibles en optique	131
	Conclusions	137
A	Systèmes de magnitude	139
A.1	Définitions magnitudes	139
A.2	Les différents systèmes de magnitude	139
A.3	Conversion magnitude (AB) en flux en mJy	140
A.4	Critère OFIR en système AB	140
B	Tables photométriques dans COSMOS	141
C	Article	143
D	Liste de publications	161
	Remerciements	165
	Bibliographie	167

Table des figures

1.1	Vue de l'Univers à son commencement, dévoilée par 7 ans de données <i>WMAP</i> .	10
1.2	Le champ de densité de matière noire vu à différentes échelles.	12
1.3	Mise en évidence de la loi de Hubble sur un échantillon de supernovae.	13
1.4	Trois cas possible pour la valeur de la courbure de l'Univers : $k=1$ (Univers fermé), $k=0$ (Univers plat) et $k=-1$ (Univers ouvert) . <i>Credit : WMAP/NASA</i> .	14
1.5	Comptages à 100 et 160 μm normalisé à la pente euclidienne pour les champs de PEP	17
2.1	Classification de Hubble.	21
2.2	Diagramme Hertzsprung-Russel montrant l'évolution stellaire en fonction de leur température et de leur luminosité.	23
2.3	Exemples de spectres observés de galaxies présentant des PAHs.	26
2.4	Spectre d'émission de la poussière.	27
2.5	Courbe d'extinction par la poussière	28
2.6	Décomposition de la SED globale d'une galaxie	30
2.7	Distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie	31
2.8	Différents exemples de distributions spectrales d'énergie.	32
3.1	Comparaison entre les redshifts photométriques dérivés par Arnouts et al. (1999) dans le champs HDF North et les redshifts spectroscopiques quand ils sont disponibles. Les droites en pointillés et en tirets correspondent respectivement à $\Delta z = 0.5$ et $\Delta z = 0.2$. <i>Tirée de Arnouts et al. (1999)</i>	35
3.2	Evolution de la densité de taux de formation d'étoiles avec le redshift.	38
3.3	Diagramme couleur utilisant les bandes IRAC pour sélectionner les AGNs d'un échantillon de sources.	40
4.1	Courbes de comptages différentiels normalisés à la pente euclidienne des sources 24 μm pour le champ COSMOS.	47
4.2	Comparaison entre redshift photométrique z_p et redshift spectroscopique z_s dans le champ COSMOS.	48
4.3	Distribution en redshift des sources MIPS-24 μm .	50
4.4	Distribution en redshift des sources MIPS-24 μm et comparé au modèle de Lacey et al. (2008).	51
5.1	Diagrammes BzK de Daddi et al. (2004)	54
5.2	Différences entre BzK _{COSMOS} et BzK _{Daddi} en fonction du redshift.	55
5.3	Distribution en redshift des sources MIPS identifiées par les critères BzK, BM/BX et IRAC Peakers ainsi que distribution des sources MIPS dans le digramme BzK.	57
5.4	Distribution de sources avec redshifts spectroscopiques dans le diagramme U_nGR .	59

5.5	Evolution des tracés de galaxies dans le diagramme UGR_{COSMOS}	60
5.6	Sélection de galaxies dans l'intervalle $1.5 < z < 2.8$ à partir de leurs couleurs $u^* - V_J$ et $V_J - i^+$	61
5.7	Distribution des sources MIPS avec $1.5 < z < 2.8$ dans le diagramme $u^*V_Ji^*$	63
5.8	Diagramme "couleur-couleur" IRAC pour les galaxies de la région EGS.	65
5.9	Distributions spectrales d'énergie (SEDs) et morphologies de 6 sources de l'échantillon de sources IRAC Peakers de Huang et al. (2009).	66
5.10	Couleurs IRAC des sources MIPS dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$	67
6.1	Distribution des couleurs $r^+ - 24$ des sources MIPS en fonction de leur redshift dans le champ COSMOS.	70
6.2	Distribution en redshift des sources OFIR.	71
6.3	Distribution des sources $24 \mu m$ sélectionnées comme OFIR et des sources $24 \mu m$ sélectionnées par le critère BM/BX dans le diagramme BzK.	73
6.4	Recouvrement entre les populations de sources $24 \mu m$ avec $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy et avec l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$	74
6.5	Distribution des sources OFIR dans le diagramme "couleur-couleur" IRAC.	75
7.1	Fonctions de luminosité à $8\mu m$ des galaxies MIPS identifiées entre $1.7 < z < 2.3$ avec la contribution des galaxies sélectionnées par les critères couleurs BzK, BM/BX, IRAC Peakers et OFIR.	79
7.2	Densité comobile de luminosité infrarouge totale produite à respectivement $1.5 < z < 1.9$, $1.9 < z < 2.3$ et $2.3 < z < 2.7$ par les sources $24\mu m$ avec $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy et par les différentes sous-populations.	82
7.3	Fraction de galaxies sélectionnées par chacun des critères en fonction de la luminosité $L_{8\mu m}$ et dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$	83
8.1	Le cryostat d'Herschel.	92
8.2	Schéma explicatif du principe de fonctionnement d'un bolomètre.	92
8.3	Image représentant la voie bleue de l'instrument PACS où sont visibles les 8 matrices de bolomètres.	93
8.4	Courbes de transmission des 3 filtres du photomètre de SPIRE.	94
8.5	Schéma des matrices de bolomètres du photomètre de SPIRE.	95
8.6	Courbes de transmission des 3 filtres du photomètre de PACS.	96
8.7	Schéma électronique du circuit de lecture des matrices de bolomètres.	97
8.8	Exemple d'observation avec le photomètre de PACS en mode "balayage" pour les larges régions du ciel	99
8.9	Charte de calibration du pipeline	100
8.10	Aspect du plan focal bleu.	102
8.11	Projection avec PhotProject de 31 frames dans le cas du canal bleu.	102
8.12	Analyse du masque des pixels considérés mauvais.	103
8.13	Analyse de la tâche liée à la saturation.	104
8.14	Signal avant et après avoir appliqué la tâche photMMTdeglitching.	105
8.15	Aspect du masque des pixels considérés mauvais à partir du logiciel "Mask-Viewer".	106
9.1	Exemple d'interférences	111
9.2	Problème lié au deglitching	112
9.3	Deuxième série de tests sur les données réduites de COSMOS avant obtention de la carte finale.	114
9.4	Problème dans la carte de couverture.	115

9.5	Champ COSMOS observé à $160 \mu\text{m}$	115
9.6	Comparaison entre les catalogues obtenus par la méthode d'extraction non biaisée et par la méthode avec "priors" de PEP-COSMOS.	117
9.7	Comptages à 100 et $160 \mu\text{m}$ normalisé à la pente euclidienne pour les champs de PEP	118
9.8	Couleurs PACS-MIPS observées et comparées avec trois bibliothèques spectrales.	120
9.9	Rapports de flux $160/24$ obtenus par la méthode d'empilement et comparés à l'évolution en fonction du redshift des rapports $160/24$ prédits par les templates de Dale and Helou (2002)	122
9.10	Comparaison couleurs $160/100$ observées avec les templates.	123
9.11	L_{IR} (Herchel) en fonction de $L_{IR}(24 \mu\text{m})$	125
9.12	L_{IR} (FIR) en fonction de $L_{IR}(24 \mu\text{m})$	127
9.13	Fit d'une source à $z \sim 0.9$ avec le $24 \mu\text{m}$ et les deux bandes PACS.	129
10.1	Diagrammes couleurs des sources OFIR brillantes	132
10.2	Distribution des sources OFIR dans le diagramme $160/24$ en fonction du redshift.	133
10.3	Evolution des couleurs PACS/MIPS avec le redshift.	134
B.1	Tableau résumant la qualité et la profondeur des données du catalogue de Capak et al. (2007) du champ COSMOS.	141
B.2	Tableau résumant les caractéristiques du catalogue de Ilbert et al. (2009)	142

Résumé

Une fraction non négligeable de l'histoire de la formation stellaire a lieu dans des environnements très affectés par la poussière. Il est donc naturel de se demander si on arrive à bien contraindre cette activité de formation d'étoiles. En effet, une part importante de cette activité pourrait être manquée due à la présence de poussière. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail que je vais présenter.

Dans la première partie de ma thèse, j'ai eu pour but de déterminer la fraction de galaxies lumineuses formant des étoiles à haut redshift (i.e. $1.5 < z < 3$) sélectionnées à partir des observations MIPS-24 μ m du champs COSMOS manquées par les critères UV/optique que je détaille ci-après. J'ai appliqué à mon échantillon de galaxies les critères BzK et BM/BX, ainsi que la sélection des « IRAC peakers » et celle des sources optiquement faibles mais brillantes en IR (OFIR, de l'anglais « Optically Faint IR-bright sources »). J'ai ensuite quantifié la contribution de ces différentes sous-populations à la fonction de luminosité à 8 μ m au repos ainsi qu'à la densité de taux de formation d'étoiles à $z \sim 2$. Les résultats obtenus soulignent le danger d'utiliser des sélections couleurs de ce type lorsque l'on cherche à quantifier la formation stellaire enfouie dans la poussière. En effet, si le critère BzK offre une identification quasi-complète ($\sim 90\%$) de l'échantillon 24 μ m, il n'en est pas de même des autres critères. Par exemple, la sélection BM/BX manque 50% des sources considérées et celle des « IRAC peakers » ne sélectionne que 64% de l'échantillon d'étude. Il faut par conséquent être prudent lorsqu'on décide d'utiliser de telles méthodes de sélection qui entraînent nécessairement des extrapolations incertaines, pouvant ainsi fausser notre compréhension de la contribution des galaxies fortement affectées par l'extinction.

Dans une seconde partie, je cherche à comprendre la nature composite des sources OFIR les plus brillantes. Cette démarche vise à apporter une compréhension supplémentaire à la connexion AGN/galaxie à flambée de formation stellaire. En se basant sur les données PACS à 100 et 160 μ m du satellite herchel, je peux mieux contraindre les distributions spectrales d'énergie de mes sources. Je souhaite déterminer la fraction de la luminosité de ces sources due à la présence d'un AGN ou à la forte activité de formation stellaire dans le but de mieux comprendre le lien entre ces deux phénomènes. Ces sources OFIR brillantes ($F_{24\mu m} > 1\text{mJy}$) présentent des couleurs 100/24 et 160/24 plus faibles que les autres sources du champ COSMOS et leur luminosité semble donc provenir majoritairement d'un AGN. Les avancées technologiques et l'exploration des longueurs d'ondes en infra-rouge lointain et en submillimétrique, avec notamment Herschel, SCUBA-2, Alma, JWST, permettront de mieux comprendre la connexion AGN/ flambée de formation stellaire au sein des galaxies jusqu'à des hauts redshifts.

Abstract

Unveiling the dusty star formation history of the Universe at $z \sim 2$.

A non-negligible fraction of the star formation across cosmic time occurred within dust-enshrouded environment. One question of the main interest is then do we really know the exact amount of the star formation activity. Indeed, this amount could be strongly biased by the effect of dust extinction. This features the context of the work I will discuss here.

First of all, I focused my work on determining the number of luminous star-forming galaxies at $1.5 < z < 3$ that are potentially missed by traditional UV/optical selections. I based my work on $24\mu\text{m}$ sources brighter than $80\mu\text{Jy}$ in the COSMOS field. I applied to this mid-IR selected sample the BzK and BM/BX criteria, as well as the selections of the "IRAC Peakers" and the "Optically Faint-IR bright" galaxies (OFIR). I also quantified the contribution of these sub-populations to the IR luminosity and cosmic star formation density at $z \sim 2$. I found that the BzK criterion offers an almost complete ($\sim 90\%$) identification of the $24\mu\text{m}$ sources at $1.4 < z < 2.5$. In contrast, the BM/BX criterion misses 50% of the MIPS sources and the "IRAC Peakers" one only selects 64% of my sample. Color selections of distant star-forming galaxies must be indeed used with a lot of caution given the substantial bias they can suffer. In particular, the effect of dust extinction strongly affects the completeness of identifications at the bright end of the bolometric luminosity function, which could lead to large and uncertain extrapolations in order to account for the contribution of dusty galaxies missed by these selections.

In a second time, I was interested in the composite nature of ultra-luminous infra-red galaxies presenting extreme optical/mid-IR colors at $z \sim 2$. I here try to better understand the Starburst/AGN connection in the brightest sources of my OFIR sample. Using PACS 100 and $160\mu\text{m}$ from the Herschel Telescope, I have better constraints on the spectral energy distributions of the sources. The goal here is to determine the fraction of the IR luminosity due to the AGN and the fraction due to a strong star-forming activity. These really bright ($F_{24\mu\text{m}} > 1\text{mJy}$) OFIR sources present fainter 100/24 and 160/24 colors than the rest of the $24\mu\text{m}$ -selected sources. Their luminosity might then come from a strong AGN activity. The forthcoming facilities that will operate at long wavelengths (e.g., JWST, AKMA, SCUBA-2, etc.) will allow a better understanding of the link between the AGN activity and the star-forming one, up to high redshifts.

Introduction

Mon travail de thèse s'insère dans la grande problématique de la formation et de l'évolution des galaxies. Comment les galaxies se sont-elles formées aux premiers âges de l'Univers et comment ont-elles évolué jusqu'à nos jours? Il s'agit là d'une question bien vaste et où il n'est pas aisé de répondre.

C'est dans ce contexte que j'ai cherché à mieux comprendre la formation stellaire enfouie dans la poussière. En effet, depuis ces dernières années, il est bien connu que la plupart de la formation stellaire et de l'assemblage en masse des galaxies a lieu à des redshifts compris entre $1 < z < 3$. Mais on ne sait pas quels sont les mécanismes qui dominent cet assemblage en masse. Et il est d'ailleurs difficile de caractériser ce phénomène lorsqu'on pense qu'une fraction non négligeable de la formation d'étoiles a lieu dans des environnements fortement affectés par l'extinction par la poussière. Il devient alors difficile de quantifier proprement la formation stellaire de ces régions.

Mon travail a justement été de quantifier le taux de formation d'étoiles manquée par les critères d'études traditionnels à cause de l'extinction due à la poussière. Je me suis intéressée dans un premier de temps de ma thèse à différents critères UV/optiques largement utilisés dans la littérature. J'ai cherché à quantifier la formation stellaire manquée par ces critères. Les résultats sont frappants et mes conclusions indiquent qu'il faut être prudent lorsqu'on utilise de tels critères pour quantifier le taux de formation d'étoiles. J'ai en effet montré combien de tels critères pouvaient être affectés par différents biais. Par conséquent il est préférable, lorsque le but est d'avoir une vision globale de l'Univers, de ne pas utiliser ces critères mais d'utiliser à la place des relevés basés sur des redshifts spectroscopiques ou des redshift photométriques lorsque cela est possible.

La deuxième partie de ma thèse porte sur une sélection bien précise de galaxies à $z \sim 2$. Ces sources présentent des couleurs extrêmement rouges en optique et sont très brillantes dans les longueurs infrarouges. Pour étudier de telles sources très faibles en optique, j'ai besoin d'obtenir des informations à grande longueur d'onde pour mieux contraindre leur densité d'énergie spectrale.

J'ai eu la chance, pendant ma thèse, de prendre part à un grand projet scientifique. En effet, j'ai commencé ma thèse en octobre 2008 au CEA. Il s'agissait là de la date idéale et du lieu adéquat pour assister à l'effervescence autour du programme spatial *Herschel*. Lancé le 14 mai 2009, le télescope *Herschel* a eu un grand impact sur mon travail au cours de ces trois dernières années. J'ai en effet activement participé à la préparation de la réduction de données et à la validation du pipeline lors de ma première année. Ma deuxième année a été placée sous le signe du champ COSMOS. J'ai en effet eu la chance d'analyser les données de ce champ, sur lesquelles j'ai pu travailler pour mon deuxième projet scientifique lors de ma troisième année.

Mon manuscrit s'articule en trois parties. Je donne le contexte de mon étude dans une première partie, où je rappelle les définitions de base dont j'aurai besoin pour la suite.

Dans une seconde partie, je décris le travail que j'ai mené sur les données Spitzer dans le but de caractériser la formation stellaire enfouie à $z \sim 2$ à partir d'une population de sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$.

Ma dernière partie est consacrée à Herschel. J'y détaille les différentes étapes de la réduction de données en général et dans le cadre du champ COSMOS ensuite. Je termine cette dernière partie de mon manuscrit par le travail mené sur la caractérisation physique de sources brillantes en infrarouge mais qui présentent des contreparties optiques très faibles. Ces sources sont fort probablement caractérisées par la présence d'un AGN enfoui, et je cherche justement à quantifier la contribution de cet AGN à la luminosité infrarouge de ces sources. Il s'agit d'un travail en cours.

J'attire ici l'attention du lecteur sur le fait que j'ai fait mon maximum pour utiliser les termes scientifiques français. Cependant, dans certains cas, le terme français est maladroit et j'utiliserai alors le terme spécifique anglais. Bien souvent, je définis les notions en leurs termes français, mais je décide ici d'utiliser les acronymes anglais, plus connu. Je donne ici un exemple. Dans ce manuscrit, je parle bien souvent de distribution spectrale d'énergie, que je note SED, de par son appellation anglaise *Spectral Energy Distribution*.

Partie I :
Les galaxies dans l'Univers

Vision d'ensemble de l'Univers

1.1 Introduction très générale : petit voyage dans l'Univers

L'Univers est vaste et l'étudier n'est pas chose facile. On ne sait par où commencer, ni comment commencer pour le décrire. Je décide ici de regarder l'Univers de très loin, dans son ensemble, et d'entamer avec le lecteur, s'il est d'accord, un petit voyage dans le temps et l'espace.

Selon le principe cosmologique, l'Univers est homogène et isotrope. Cela signifie que toutes les caractéristiques mesurables de l'Univers sont les mêmes partout : l'apparence générale de l'Univers ne dépend pas de la position de l'observateur ni de la direction dans laquelle il l'observe. Cependant il est connu que l'Univers comporte de nombreuses structures, comme les étoiles, les galaxies, les amas de galaxies et les super-amas. Il s'avère que l'Univers est homogène à grande échelle mais plutôt irrégulier à plus petite échelle. C'est ce qui est montré sur la Fig. 1.1, dévoilant les anisotropies du fond diffus cosmologique vu par le satellite *WMAP*. Ce fond diffus cosmologique est le rayonnement électromagnétique de l'Univers datant de son époque dense et chaude. L'expansion de l'Univers a refroidi ce rayonnement à la température de 2.726 K. Ce rayonnement est émis dans le domaine des micro-ondes, entre l'infrarouge et la radio, ce qui a donné lieu à l'appellation anglaise CMB pour "Cosmic Microwave Background" pour le fond diffus cosmologique.

La Fig. 1.1 donne un aperçu de l'Univers peu de temps après le Big Bang (environ 380 000 ans plus tard). La température du CMB est uniforme dans toutes les directions d'observation, à 0.001 K près. Mais si on observe le CMB avec une plus grande précision, ce qu'ont permis les télescopes spatiaux *COBE* en 1992 puis *WMAP* en 2003, d'infimes écart de température apparaissent, au cent-millièmes de degrés Kelvins près. Ces écarts sont ce que j'ai appelé les anisotropies du fond diffus, ou encore les fluctuations. Ces fluctuations de température sont reliées aux fluctuations de densité de la distribution de matière de l'Univers, et ces anisotropies sont en fait à l'origine de la mise en place des grandes structures. Plusieurs théories ont été élaborées pour permettre d'expliquer la croissance de ces perturbations et leur lien avec les structures actuelles. Le modèle cosmologique standard a été adopté pour expliquer ce fond diffus ainsi que la formation des grandes structures. Il s'agit du modèle Λ CDM faisant appel à la matière noire et à l'énergie noire. Selon ce modèle, les fluctuations que j'ai décrites précédemment sont amplifiées par la gravité et sont potentiellement transformées en les grandes structures que nous connaissons aujourd'hui. Alors que la croissance initiale de ces fluctuations, supposées linéaires, peut être calculée analytiquement, l'effondrement de ces fluctuations et l'éventuelle formation hiérarchique des structures qui s'en suit est un phénomène hautement complexe, non linéaire, et qui ne peut par conséquent être approché que par une méthode de calcul numérique.

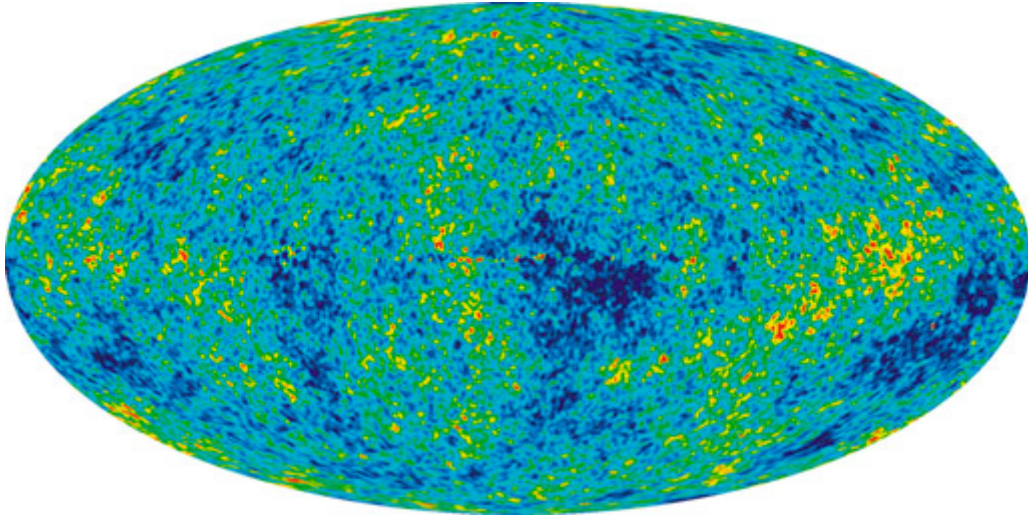


FIGURE 1.1 – Vue de l'Univers à son commencement, dévoilée par 7 ans de données *WMAP*. Cette image révèle les fluctuations en température (gradient de couleur sur la carte) d'un Univers à l'âge de 380 000 ans. Ces fluctuations, en grandissant, sont en fait l'origine des galaxies. Le signal de la Galaxie a été soustrait à l'image. La gamme de température de cette image a une variation de $\pm 200 \mu\text{K}$. *Credit : NASA/ WMAP Science Team*

Dans ces simulations numériques, l'approche est la suivante. La masse dominante, appelée matière noire, est supposée composée de particules élémentaires interagissant uniquement gravitationnellement. Dans ce sens, le fluide de matière noire est représenté par un jeu de particules ponctuelles distribuées discrètement. Il résulte naturellement de cette hypothèse que ces simulations numériques seront de meilleure qualité si la taille de la boîte est grande. Pour se donner une idée des ordres de grandeur utilisés, les simulations numériques les plus répandues, *Millennium Simulation* (Springel et al. 2005), utilisent 2160^3 particules, soit un peu plus de 10^{10} particules, évoluant d'un redshift $z=127$ jusqu'à nos jours, dans un cube de $500h^{-1}$ Mpc de côté. Ces simulations numériques donnent une vision de la distribution de la masse dans l'Univers (pour un univers ΛCDM en général, selon les conventions adoptées pour ces simulations). Cette distribution a une topologie quelque peu complexe, comme on peut le voir sur la Fig. 1.2, tirée justement des Millennium Simulations (Springel et al. 2005). Le voyage dont je parlais au début de ce chapitre commence à la vignette du bas de cette Fig. 1.2, montrant un amas de matière noire dans une boîte de la taille de $100h^{-1}$ Mpc de côté. Si on regardait l'Univers de plus loin, on verrait une distribution plus homogène, comme je le discutais au début de cette section. Sur cette vignette, on voit apparaître les filaments de matière sombre. Si on décide de suivre justement ces filaments, et de zoomer de plus en plus sur cette région de l'univers, (Springel et al. 2005) obtiennent les différentes vignettes de la Fig. 1.2. Il est clair qu'en augmentant l'échelle, on voit alors apparaître des structures, et en l'occurrence, il s'agit ici d'un riche amas de galaxies. L'Univers apparaît bel et bien structuré. Entre les filaments, des zones de l'Univers sont vides. Mais si on suit un filament de matière, on voit alors qu'il recoupe plusieurs autres filaments, et aux croisements de ces différents filaments de matière, apparaissent les fameuses grandes structures. Si on continuait le voyage plus près de ces filaments, on verrait alors des super-amas, puis en zoomant encore apparaîtraient les amas de galaxies, puis les galaxies. Je vais prendre un exemple précis pour

pouvoir donner des ordres de grandeur des distances parcourues pendant notre voyage. Je choisis comme destination le super-amas de la vierge, qui a une largeur d'environ 18.4 millions de parsecs. En zoomant encore plus ce super-amas, j'arrive au groupe local, large de 3 millions de parsecs, soit 10 millions d'années lumière. On parle de groupe de galaxies lorsqu'il s'agit d'un amas de galaxies comprenant moins de 100 galaxies. Ce groupe local nous est familier car la Voie lactée, notre Galaxie, en fait partie. Je m'arrêterai là pour ce voyage, à l'échelle des galaxies. En effet, dans le cadre de ma thèse, je me suis intéressée à la formation et à l'évolution de ces structures, les galaxies. En revanche je travaille plus loin que le Groupe local, je m'intéresse à des galaxies déjà en place à des âges plus avancés, à des redshifts de l'ordre de $z \sim 2$ comme je le décrirai tout au long de ce manuscrit.

1.2 Quelques outils de la cosmologie observationnelle

Je ne prétends pas ici re-détailler toute l'histoire de la cosmologie moderne. Je préfère laisser le lecteur aller chercher de plus amples informations dans les livres dédiés à la cosmologie (e.g. North 2004). Je vais me contenter ici de rappeler brièvement les quelques équations de base de la cosmologie dans une première sous-section, équations qui me seront utiles par la suite pour introduire les notions dont je me servirai directement dans la suite de ma thèse. Je définirai ces notions, i.e. le décalage vers le rouge, le volume comobile, les comptages, les fonctions de luminosité et la K-correction, dans une deuxième sous-section.

1.2.1 L'expansion de l'Univers en équations

L'Univers est en pleine expansion. En effet, on voit à grande échelle les galaxies s'éloigner les unes des autres. Cet écartement n'est pas le résultat d'un éloignement des galaxies dans l'espace, mais il s'agit en fait du gonflement de l'espace lui-même. Cette expansion n'affecte pas les galaxies à petite échelle. D'un point de vue de la cosmologie théorique, cette expansion de l'Univers est expliquée par la relativité générale. D'un point de vue observationnel, l'expansion de l'Univers se traduit par l'éloignement des objets les uns des autres. La vitesse d'éloignement est d'autant plus grande que les objets sont espacés entre eux. Il s'agit du phénomène de décalage vers le rouge, i.e. on observe un décalage dans le spectre d'émission de ces objets lointains (cf. la section sur le décalage vers le rouge dans la partie 1.2.2). Il existe une relation entre ce décalage spectral et la distance des galaxies. C'est Hubble en 1929 qui a énoncé pour la première fois une relation de proportionnalité entre ces deux grandeurs :

$$v = H_0 \times d \quad (1.1)$$

L'Eq. 1.1 est la loi de Hubble. H_0 est la constante de Hubble et l'indice "0" signifie qu'il s'agit de la valeur de cette constante à l'heure actuelle, car le paramètre H varie avec le temps. H_0 est exprimé selon la formule suivante : $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. h est un paramètre sans dimension prenant ses valeurs dans l'intervalle $0.6 < h < 0.9$, soulignant ici les grandes incertitudes concernant les paramètres cosmologiques. Je fixe ici $h=0.7$, valeur communément acceptée de nos jours. La Fig. 1.3 montre la validité de la loi de Hubble sur de grandes échelles cosmologiques. A partir d'un échantillon de supernovae, Freedman et al. (2001) trouvent une faible dispersion pour la relation de Hubble sur leur échantillon.

On définit également le temps de Hubble t_H et la distance de Hubble D_H comme suit :

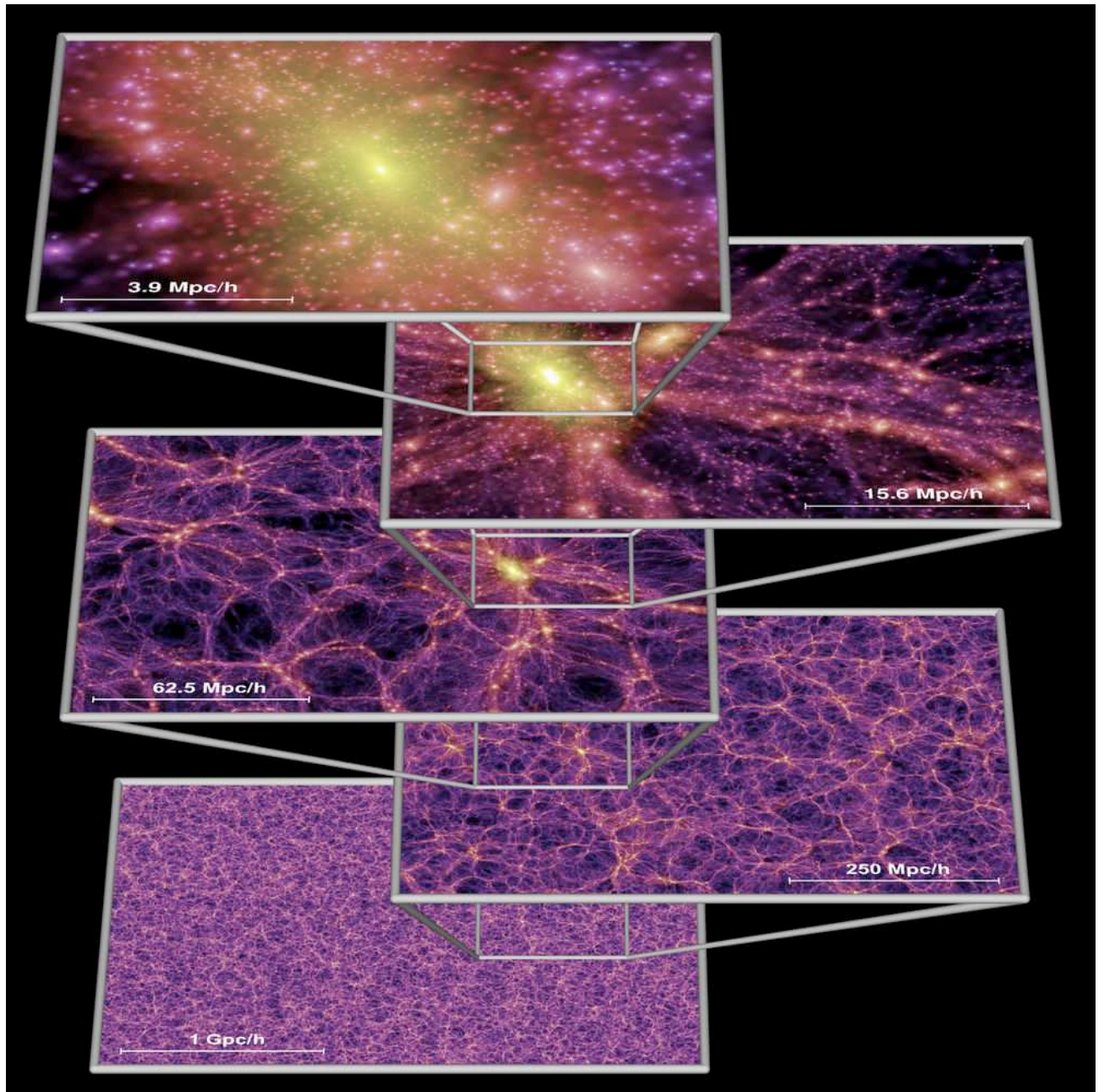


FIGURE 1.2 – Le champ de densité de matière noire vu à différentes échelles. *Tirée de Springel et al. (2005)*

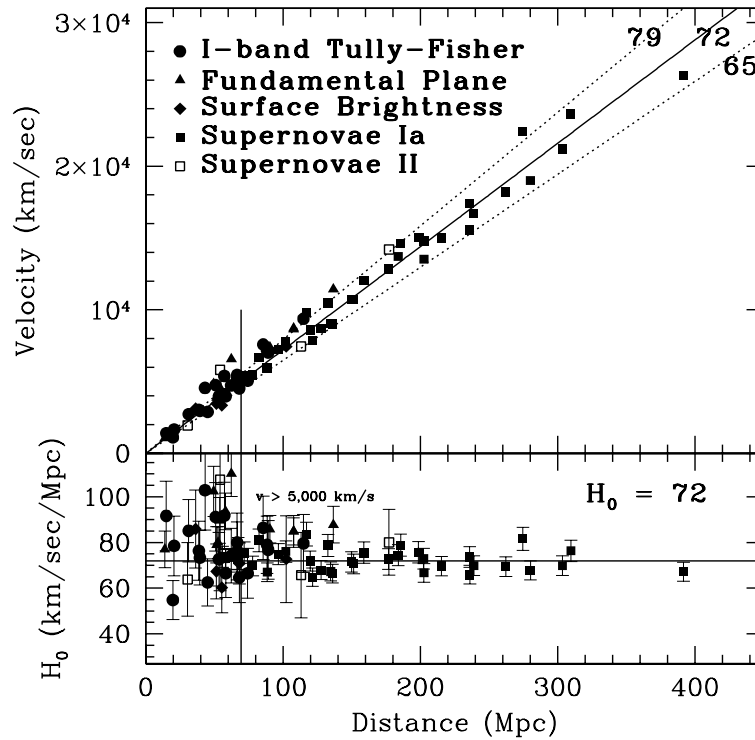


FIGURE 1.3 – Mise en évidence de la loi de Hubble sur un échantillon de supernovae. On voit ici que l’erreur est faible. La pente de la droite représente le facteur H_0 . *Tirée de Freedman et al. (2001).*

$$t_H = \frac{1}{H_0} \quad (1.2)$$

$$D_H = \frac{c}{H_0} \quad (1.3)$$

Le plus souvent, les cosmologistes adoptent la convention $c = t_H = D_H = 1$. J’ai décidé d’adopter aussi cette unité pour alléger les équations.

Pour décrire l’expansion de l’Univers, on fait souvent appel aux équations de Friedmann, qui décrivent l’évolution d’un univers homogène et isotrope. Dans ce cas là, l’expansion ralentit au cours du temps. Cependant, Perlmutter et al. (1998) et Schmidt et al. (1998) ont mis en évidence, par l’étude de supernovae de type IA, l’accélération de l’expansion de l’Univers. De manière à interpréter cette accélération, une nouvelle composante a été introduite dans les modèles standards de cosmologie, la fameuse énergie sombre. Cette énergie sombre reste un mystère pour la cosmologie actuelle du point de vue de sa nature. Dans les équations d’état elle s’apparente à une constante d’où son appellation de “constante cosmologique Λ ”. On sait qu’elle compose l’univers à plus de 70%, mais la nature même de cette nouvelle composante de l’Univers reste inconnue. Cette énergie sombre aurait une pression négative et un comportement répulsif par rapport à la gravitation.

Tenant compte de cette nouvelle composante de l’Univers, il est commun de définir les paramètres de densités Ω_M et Ω_Λ qui expliquent les propriétés dynamiques de l’Univers :

$$\Omega_M = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2} \quad (1.4)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (1.5)$$

Un autre paramètre vient compléter cette description de l'Univers. Il s'agit du paramètre de densité Ω_k qui définit la courbure de l'espace-temps. Il vient s'ajouter aux deux précédents paramètres de la manière suivante :

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1.$$

Il existe trois types de courbures pour l'Univers comme le montre la Fig. 1.4 :

- $k=1$, qui correspond à un Univers fermé.
- $k=0$, qui correspond à un Univers plat.
- et $k=-1$ qui correspond à un Univers ouvert.

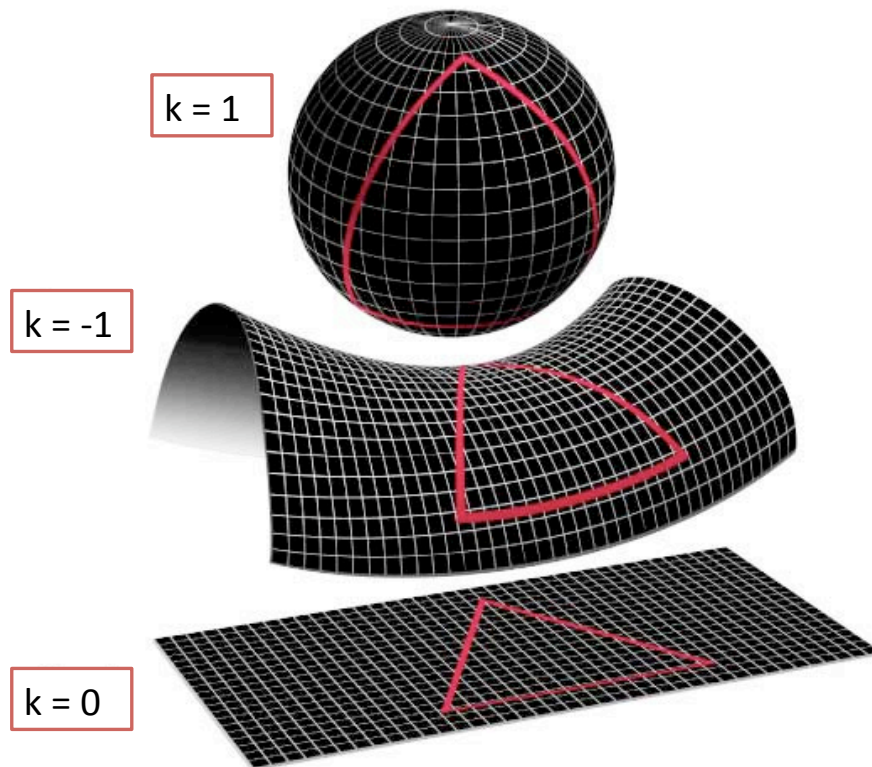


FIGURE 1.4 – Trois cas possible pour la valeur de la courbure de l'Univers : $k=1$ (Univers fermé), $k=0$ (Univers plat) et $k=-1$ (Univers ouvert) . *Credit : WMAP/NASA.*

Plusieurs modèles sont adoptés à l'heure actuelle. Par exemple le modèle Einstein-de-Sitter opte pour $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$. Dans la suite de mes travaux, j'opte pour le modèle de cosmologie Λ CDM, modèle standard de la cosmologie, avec : $\Omega_M = 0.7$ et $\Omega_\Lambda = 0.3$ dans un Univers plat.

1.2.2 Quelques notions importantes pour la suite

1. Le décalage vers le rouge

Le redshift ou décalage vers le rouge d'un objet résulte de l'effet doppler que subit la lumière émise à cause du mouvement radial de l'objet par rapport à l'observateur. Le redshift observé des raies d'émission ou des raies d'absorption peut être calculé directement à partir de la relation suivante :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} \quad (1.6)$$

Dans l'Eq. 1.6, λ_{obs} représente la longueur d'onde d'une raie observée sur le spectre d'émission, tandis que λ_{em} est la longueur d'onde de la raie émise au repos. Le redshift est relié à la vitesse radiale des galaxies. En relativité restreinte, cette relation s'exprime de la manière suivante :

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \quad (1.7)$$

Cette équation relie la vitesse de la lumière c , au redshift de la galaxie ainsi qu'à sa vitesse radiale v .

Il est également intéressant de noter qu'il est possible de déterminer la différence entre le redshift observé d'une galaxie, z_{obs} et son redshift "cosmologique", z_{cos} . Le redshift cosmologique d'une galaxie est la fraction du redshift z qui résulte du phénomène d'expansion de l'Univers. On définit alors la vitesse particulière des galaxies comme :

$$v_{pec} = c \frac{z_{obs} - z_{cos}}{1 + z} \quad (1.8)$$

Ici, je fais l'hypothèse que $v_{pec} \ll c$. Dans la plupart des études, le redshift z est associé à z_{cos} , ce que je vais supposer dès à présent.

Qui plus est, dans l'Univers local, on peut relier la vitesse radiale d'une galaxie à son redshift :

$$v = cz \quad (1.9)$$

Mais attention, cette dernière relation n'est valable qu'à faible redshift. Et on peut aussi en exprimer la distance de Hubble définie précédemment (cf Eq. 1.3) en fonction du redshift pour une petite distance d : $d = z \times D_H$.

Je terminerai ce paragraphe dédié au décalage vers le rouge par la définition plus "cosmologique" de ce dernier. En effet, le redshift peut également être relié au facteur d'échelle $a(t)$, ou encore "taille de l'Univers", par la relation suivante :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \quad (1.10)$$

Dans cette Eq. 1.10, $a(t_0)$ est la taille de l'Univers quand la lumière de la galaxie a été observée, et $a(t_e)$ est la taille de l'Univers quand la lumière de l'objet a été émise.

2. Volume en cosmologie

Le volume comobile V_c est indépendant du redshift. Hogg (1999) donne un bon aperçu des équations cosmologiques nécessaires pour obtenir ce volume. On a alors :

$$dV_c = D_H \frac{(1+z)^2 D_A^2}{E(z)} d\Omega dz \quad (1.11)$$

Je vais dans la suite de cette sous-section, expliquer d'où proviennent les différents termes de cette relation et expliquer leurs liens entre eux. D_A est la distance diamètre angulaire définie comme étant le rapport entre la taille transverse physique d'un objet et sa taille angulaire, en radians. Cette distance s'exprime comme ce qui suit :

$$D_A = \frac{D_M}{1+z} \quad (1.12)$$

Dans l'Eq 1.12, le terme D_M correspond à la distance comobile transverse, i.e. à la distance entre deux événements ayant le même redshift mais séparé par une légère distance angulaire. Dans le cadre d'un Univers plat où $\Omega_k = 0$, D_M est simplement égal à distance comobile de ligne de visée D_C . Cette dernière distance quant-à-elle est reliée à la distance de Hubble par la relation suivante :

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.13)$$

En combinant les équations 1.12 et 1.13, D_A peut finalement être exprimée de la manière suivante :

$$D_A = \frac{D_H}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.14)$$

Qui plus est, le terme $E(z)$ des équations 1.11 et 1.13 s'exprime à l'aide des paramètres de densité de la manière suivante :

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} \quad (1.15)$$

Et comme je travaille dans un Univers plat, l'Eq 1.15 se simplifie en

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}.$$

J'obtiens finalement comme équation pour le volume comobile :

$$dV_c = D_H^3 \left[\int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]^2 \frac{1}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (1.16)$$

J'utiliserai cette équation 1.16 pour définir le volume comobile lors des calculs de fonction de luminosité que j'explique dans la partie 7. La connaissance du volume comobile est également utile pour qualifier les comptages de galaxies, dont je vais parler maintenant.

3. Les comptages

Les comptages de galaxies ont pour but de déterminer la densité de galaxies par intervalle de flux. Cela permet un relevé statistique du nombre de galaxies dans l'Univers. Il s'agit d'une densité par unité de surface sur le ciel et non d'une densité volumique. Les comptages ne prennent pas en compte la distance des objets qui est supprimée par du calcul des comptages. Cependant, malgré cette perte d'information, les comptage des galaxies restent intéressants pour mieux contraindre les modèles cosmologiques de l'Univers.

Les comptages sont exprimés en fonction des flux d'un échantillon de sources, et sont donc reliés à la luminosité. En effet, il existe une relation entre le flux d'une source et sa luminosité :

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (1.17)$$

où D_L est la distance lumineuse de l'objet. Cette distance lumineuse s'exprime à l'aide de la distance comobile et du redshift de la manière suivante : $D_L = (1 + z)D_C$.

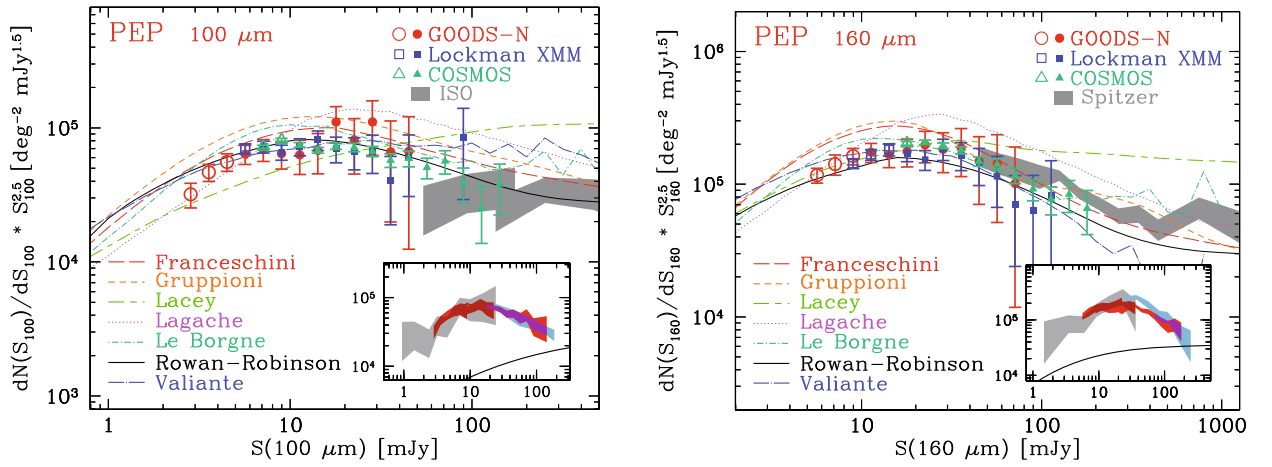


FIGURE 1.5 – Comptages à 100 et 160 μm normalisé à la pente euclidienne pour les champs de PEP. Dans cette étude, les flux sont notés S et non F comme dans le reste de mon manuscrit. *Tirée de Berta et al. (2010).*

En faisant l'hypothèse d'un Univers euclidien, il est possible d'exprimer les comptages comme le nombre de sources par stéradian à l'intérieur d'une sphère de rayon r, comme ce qui suit :

$$N = \frac{1}{4\pi} \int N_0 4\pi D_L^2 dD_L = \frac{1}{3} N_0 D_L^3 \quad (1.18)$$

Or d'après l'Eq. 1.17, $D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}$, en notant F le flux de la source pour être cohérent avec la littérature et en particulier avec la Fig. 1.5. En dérivant N par rapport au flux, l'Eq.1.18 devient alors :

$$\frac{dN}{dF} = \frac{1}{2} N_0 \left(\frac{L}{4\pi} \right)^{3/2} F^{-5/2} \quad (1.19)$$

Cette dernière quantité, proportionnelle au flux à la puissance $-5/2$, i.e. $F^{-5/2}$, est souvent multiplié par $F^{5/2}$ pour une clarification de la figure. On parle alors de comptages normalisés à la pente euclidienne, comme sur la Fig. 1.5. Sur cette dernière figure sont représentés les comptages obtenus à 100 et 160 μm grâce à l'instrument PACS à bord du télescope spatial Herschel. Différents modèles ont été ajoutés à cette figure, et ils nous permettent de prédire les comptages de galaxies. Dans cette étude de Berta et al. (2010), le nombre de galaxies par intervalle de flux 100 μm et 160 μm a été calculé. On voit un bon accord entre ces comptages observés et les modèles prédits.

Je discuterai à nouveau des comptages de galaxies, cette fois-ci appliqués à mon échantillon de galaxies, dans le chapitre 4.

4. Fonctions de luminosité

Dans le paragraphe précédent, j'ai expliqué comment obtenir les comptages des galaxies. Cependant les comptages ne donnent pas d'informations directement sur la luminosité des sources et en particulier ne donnent aucune indication sur leur distribution en luminosité.

Pour mettre en évidence ce phénomène, on utilise souvent la fonction de luminosité pour obtenir la distribution en luminosité des galaxies. Cette fonction de luminosité indique simplement le nombre de galaxies dans l'intervalle de luminosité L et $L + dL$.

Les observations montrent que les fonctions de luminosité sont très souvent bien représentées par la paramétrisation introduite par Schechter (1976) :

$$n(L) = \Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (1.20)$$

Dans cette Eq. 1.20, L^* est une luminosité caractéristique et Φ^* est une densité volumique caractéristique des galaxies. Ces deux quantités traduisent la courbure de la fonction de luminosité. Le paramètre α est la pente de la fonction de luminosité des galaxies dont la luminosité est plus faible que L^* .

Cette paramétrisation n'est cependant pas adaptée au calcul des fonctions de luminosité pour les galaxies infra-rouges. Je montrerai au chapitre 7 la méthode utilisée pour calculer les fonctions de luminosité des galaxies sélectionnées en IR dans mon échantillon.

5. Le phénomène de K -correction

Lorsqu'on observe des sources à des redshifts différents, on cherche bien souvent à ramener les flux mesurés à une même longueur d'onde au repos pour pouvoir les comparer. C'est d'ailleurs ce que je vais faire au chapitre 7, où je calcule la luminosité à 8 μm de sources sélectionnées à 24 μm avec des redshifts différents. Cette correction s'appelle la K -correction et provient essentiellement du fait qu'on vit dans un Univers en expansion.

Je rappelle la relation entre la luminosité, le flux et le redshift :

$$L_\nu(\nu_e) = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} f_{nu}(\nu_0) \quad (1.21)$$

où ν_0 et ν_e sont respectivement la fréquence émise et la fréquence observée.

Si maintenant je cherche à exprimer la K-correction en magnitude par rapport à la bande B, par exemple, j'obtiens :

$$K(z) = -2.5 \log_{10} \left((1+z) \frac{L_\nu^{em}[\nu_B(1+z)]}{L_\nu^{em}(\nu_B)} \right) \quad (1.22)$$

avec L_ν^{em} la luminosité émise à la fréquence ν , ν_B la fréquence observée dans la bande B.

Le rapport explicité à l'Eq. 1.22, $\frac{L_\nu^{em}[\nu_B(1+z)]}{L_\nu^{em}(\nu_B)}$, n'est pas connu. Il n'est pas possible de calculer cette K-correction. Mais on peut la calculer grâce à l'estimation des distributions spectrales d'énergie (cf chapitre 2) et du choix d'une bibliothèque spectrale (cf chapitre 3).

CHAPITRE 2

Les galaxies

2.1 La diversité des galaxies : un véritable zoo...

Il existe une grande variété de galaxies. Elles diffèrent par leurs formes, leur composition et par leurs propriétés physiques. Elles peuvent être grandes ou petites, lumineuses ou au contraire de faible luminosité voire obscurcies par la poussière, de forme régulière ou complètement irrégulières, isolées ou en amas, etc. Cette grande diversité est bien évidemment d'une importance capitale dans l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies. Il semble nécessaire de comprendre s'il existe un lien entre ces différentes galaxies.

En 1936, Edwin Hubble a classé les galaxies selon leurs propriétés morphologiques, et a obtenu différents types de galaxies. Cette classification de Hubble est visible sur la Fig. 2.1. On y distingue les galaxies elliptiques, les galaxies spirales et les galaxies spirales barrées. Les galaxies irrégulières sont classées à part.

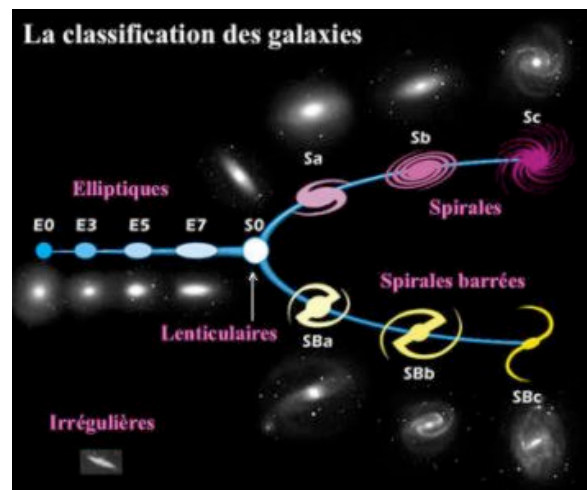


FIGURE 2.1 – Classification de Hubble.

Connaître le type d'une galaxie reste un problème très important à l'heure actuelle. Une des approches pour déterminer le type d'une galaxie est de la regarder à l'oeil. Cependant, il faut alors une statistique importante pour diminuer l'erreur possible sur la caractérisation morphologique d'une galaxie. Un site web, le "Galaxy Zoo" a été mis en place il y a quelques années et connaît un gros succès auprès du grand public. De cette manière, de nombreuses personnes classent les galaxies selon les différents types de la séquence de Hubble, permettant ainsi aux scientifiques de connaître le type de galaxies étudiées dans leurs échantillons.

2.2 De quoi sont-elles formées ?

Dans cette partie, je vais tâcher de décrire les différents composants présents dans une galaxie, et je vais également expliciter leur contribution au rayonnement électromagnétique émis par une galaxie. Une galaxie est composée d'étoiles, de matière interstellaire et d'un hypothétique halo de matière noire, comme le décrivent les trois sous-sections qui suivent. Une galaxie peut également contenir un trou noir supermassif en son centre, comme je le détaillerai au dernier paragraphe de cette section.

2.2.1 Les étoiles

Une étoile est une sphère de plasma dont les dimensions et la densité interne sont telles qu'elles permettent une température centrale suffisamment élevée pour autoriser des réactions de fusion nucléaire au coeur de l'étoile.

Une étoile naît, évolue au cours du temps, et elle meurt. Je propose dans cette sous-section un survol rapide de la vie d'une étoile.

Les étoiles se forment dans des nuages moléculaires riches en gaz et en poussières. Sous l'effet d'une perturbation extérieure, comme une onde de densité de bras spiraux ou une onde de choc due à une supernova, une région de ce nuage commence à se contracter. Cette surdensité attire de plus en plus de gaz qui voit alors sa température croître. Si la température est suffisante, des réactions nucléaires peuvent se produire et l'étoile est née.

Il existe une forte relation entre la masse d'une étoile et son évolution. En effet, plus une étoile est massive, plus elle contient d'éléments nécessaires à la fusion nucléaire. Cependant sa grande masse va accélérer la combustion de ces éléments. Ce type d'étoile va briller intensément et va fabriquer beaucoup d'éléments lourds. Cette évolution peut s'exprimer en termes de luminosité et de température de l'étoile, comme le montre la Fig.2.2. Ce diagramme, appelé diagramme HR ou Hertzsprung-Russel permet de classer les étoiles selon un type spectral à partir de leur température, l'abscisse de cette figure.

Cette figure 2.2 montre les différentes étapes possibles de la vie d'une étoile. Une étoile commence sa vie sur ce que l'on appelle la "séquence principale". Pendant cette période, le noyau de l'étoile, initialement composé d'hydrogène et d'hélium, va voir progressivement sa composition évoluer en hélium. A partir de là, l'étoile va avoir une évolution différente selon sa masse. Il existe une corrélation entre la masse et la luminosité sur la séquence principale, ce qui signifie qu'il est possible de lire le diagramme 2.2 en terme de masse : fortes luminosités correspond à fortes masses et faibles luminosités correspond à faibles masses. On retrouve également sur ce diagramme les différentes catégories d'étoiles que je ne détaillerai pas d'avantage ici : les naines blanches, les géantes rouges, les supergéantes, les supernovae, etc, comme indiquées sur la figure.

Au cours de leur vie et surtout dans la phase finale de leur évolution, les étoiles rejettent de la matière dans le milieu dans lequel elle baigne, le milieu interstellaire. De ce fait, elle "nourrissent" ce milieu continuellement. Cette matière est enrichie d'éléments lourds qui proviennent des réactions nucléaires ayant lieu au coeur des étoiles. Le milieu interstellaire est alors le théâtre de nouvelles formations d'étoiles. Il y a donc un échange permanent entre les étoiles et le milieu dans lequel elles évoluent. Je vais maintenant m'intéresser à ce milieu interstellaire que je vais le décrire à la sous-section suivante.

2.2.2 Le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire (MIS) comporte lui même deux constituants, la poussière et le gaz, bien mélangés. Un rapide état des lieux de la composition du milieu interstellaire nous donne

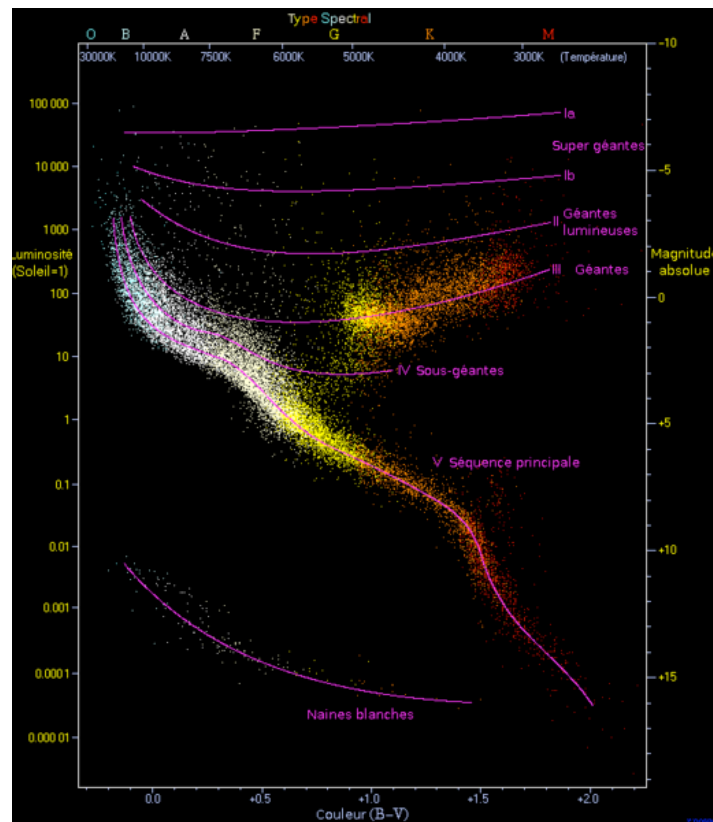


FIGURE 2.2 – Diagramme Hertzsprung-Russel montrant l'évolution stellaire en fonction de leur température et de leur luminosité. *Source : Richard Powell*

en résumé, la recette suivante : pour le gaz, 70% de la masse vient de l'hydrogène, 28% de l'hélium et seulement 2% des autres éléments. Ces chiffres sont donnés à titre indicatif pour une galaxie ayant une métallicité de l'ordre d'une métallicité solaire. La poussière, quant à elle, ne compte que pour 1% de la masse du MIS, mais elle représente près de 30% de l'énergie rayonnée. Après ce bref aperçu, je vais maintenant donner une description plus détaillée de ce milieu qui représente une faible fraction de la masse baryonique des galaxies (10%), mais qui contribue pour une part non négligeable au spectre électromagnétique.

Le gaz interstellaire

Le milieu interstellaire est composé de plusieurs régions dans lesquelles les caractéristiques physiques (densité, température, degré d'ionisation) sont très différentes. Je vais décrire dans ce paragraphe les différentes phases du gaz interstellaire en gardant à l'esprit que les différentes catégories ci-après ne sont pas immuables mais plutôt que la matière interstellaire est échangée entre les différentes phases. Le gaz est un constituant important du MIS, il représente 99% de sa masse et se trouve sous forme d'ions, d'atome ou de molécules selon la température et la densité du milieu, comme explicité dans les sous-sections qui suivent.

Milieu ionisé (HII)

L'ionisation a lieu de part la proximité d'étoiles très chaudes, de type spectral O, B ou A. Ces étoiles très massives ont des durées de vie brèves. Ces régions d'ionisation, appelées aussi régions HII, sont donc situées dans des régions de formation d'étoiles, comme dans les bras spiraux. On retrouve également ces régions dans le centre des galaxies, appelée le "bulbe"

de la galaxie, où l'ionisation est due en partie à des chocs car la matière proche du centre galactique est animée de grandes vitesses.

Ces régions ionisées se refroidissent en émettant à toutes les longueurs d'onde, allant de l'UV aux ondes radio, avec un spectre comportant certains traits caractéristiques des régions HII, comme je vais le montrer dans ce paragraphe. L'atome ionisé a tendance à chercher les électrons libres du milieu, arrachés à des atomes d'hydrogène, pour qu'ait lieu la recombinaison. Lors de cette recombinaison, un photon est émis et on obtient alors pour cette région un spectre de raies en émission superposé au continuum stellaire et nébulaire, caractéristique de la transformation du rayonnement UV de l'étoile en rayonnement visible, par cascade de niveaux. Le phénomène le plus important a lieu pour l'atome d'hydrogène (principalement H_α), mais également pour l'hélium et pour des éléments plus lourds, comme l'oxygène (OII, OIII). On observe aussi sur ces spectres les fameuses discontinuités de Balmer, de Paschen, etc. Il faut également noter que les poussières rayonnent significativement dans ces régions HII. Le continuum stellaire diffusé par les grains est observé en UV, et la poussière ré-émet le continuum thermique qu'elle a absorbé dans l'IR moyen et lointain.

Mis à part ces régions HII, il existe également un milieu ionisé diffus et chaud provenant probablement des restes de supernovae (McKee and Ostriker 1977). Son importante température est expliquée par le fait que ce milieu se refroidit peu en comparaison au taux d'explosion des supernovae. Ce milieu se refroidit en émettant en rayons X.

Et enfin, il existe aussi un milieu ionisé diffus avec des températures de l'ordre de 8000 K et une densité d'environ 0.1 cm^{-3} . L'existence de ce milieu ionisé diffus est expliqué par d'éventuelles fuites de régions HII ou bien de l'ionisation du gaz neutre provenant d'étoiles massives isolées (Lequeux 2002).

Milieu atomique (HI)

Certains nuages d'hydrogène sont trop éloignés des étoiles chaudes et massives pour se retrouver ionisés. Ces régions constituent alors la phase atomique du milieu interstellaire, qu'on appelle aussi région HI. Cette phase atomique est composée de deux parties. Une partie froide peuplée de nuages denses et une zone inter-nuages plus chaude et ténue. Le chauffage a lieu par effet photoélectrique dans les régions de photodissociation. Il s'agit de l'absorption d'un photon ultraviolet par un grain de poussière. Ce dernier va aller lui arracher un électron et va chauffer le gaz par collision. Cependant, l'énergie disponible est insuffisante pour provoquer des transitions électroniques et on ne peut observer directement le spectre de ces régions HI. Cependant, l'atome d'hydrogène présente une émission dans le domaine radio lié à une interaction quantique entre proton et électron, formant tout deux l'atome d'hydrogène. Il s'agit de la raie de structure hyperfine [HI] à 21 cm.

Nuages moléculaires (H_2)

Les molécules du milieu interstellaire sont mises en évidence par leur raie en émission ou en absorption. Il faudra attendre l'avènement des observations en radio et en millimétrique pour avoir une vision plus étoffée du milieu moléculaire. On dénombre aujourd'hui plus de 120 molécules, comme par exemple CH, CH^+ , CN, OH, H_2O , ... H_2 reste la molécule la plus répandue dans le milieu interstellaire.

Les molécules présentent trois types de transitions : électroniques, vibrationnelles, et rotationnelles :

- Les vibrations électroniques ont une énergie de l’ordre de plusieurs eV et leur domaine de longueur d’onde correspondant est l’UV lointain. Par exemple, on observe les transitions électroniques de la molécule H_2 à des longueurs d’ondes inférieures à 115 nm.
- Il existe trois modes possibles pour la vibration selon le type de molécules. Le mode d’élongation d’une molécule correspond à une variation de la distance interatomique. Il existe également des vibrations de flexion ou encore de déformation. Ces transitions correspondent à des énergies de l’ordre de la fraction d’eV et sont observées dans l’infrarouge proche.
- Les transitions rotationnelles correspondent à la quantification de la rotation de la molécule. Dans ce cas, les énergies considérées atteignent quelques meV et le domaine de longueurs d’ondes est celui du submillimétrique, millimétrique et centimétrique.

La physique du milieu moléculaire est difficile à appréhender pour plusieurs raisons. Tout d’abord, le problème observationnel est bien présent. Du fait des longueurs d’ondes considérées et de potentielles faibles transitions, il faut des observations de grande qualité et dans un domaine spectral pas toujours atteint facilement. Une autre raison est la complexité des molécules elle-mêmes. En effet, certaines molécules sont inobservables dans certaines transitions de part la symétrie même de la molécule. Lorsqu’une molécule est symétrique, seules les transitions électroniques sont permises. Et de ce fait, ces molécules sont difficilement observables en rotation ou en vibration.

Le chauffage des régions moléculaires du milieu interstellaire est essentiellement dû aux rayons cosmiques (Goldsmith and Langer 1978). Une autre approche a été proposée par Falgarone and Puget (1985) où ils ajoutent au chauffage par rayons cosmiques cité précédemment un chauffage dû aux collisions gaz-grains. Les températures du gaz dans ce second mécanisme sont légèrement supérieures (de 5 à 10 K) à celles obtenues avec la première approche. Le refroidissement des régions moléculaires se fait principalement par les raies rotationnelles de CO et par l’émission de la poussière en IR lointain et en submillimétrique.

La poussière

Composition de la poussière

Il existe trois composantes de la poussière dans les modèles, correspondant à des régimes thermodynamiques différents.

- Les gros grains ou grains froids
D’après les modèles, ils sont composés de silicates et de graphite et leur température varie entre 20 et 60 K selon l’émissivité utilisée et les conditions de chauffage. Leur taille est de l’ordre de $0.1\mu\text{m}$.
- Les très petits grains (VSG, de l’anglais “Very Small Grains”)
Ces VSGs ont été introduits dans le modèle de Desert et al. (1990) pour expliquer les fortes couleurs observées avec IRAS à 12 et $25\mu\text{m}$. Ces très petits grains, de l’ordre de quelques nanomètres, ont des températures très élevées (quelques centaines de K), expliquant les couleurs IRAS.
- Les porteurs de bandes infrarouge non identifiés (UIB, de l’anglais “Unidentified Infrared Bands”)
Il s’agit de larges bandes d’émission présentes aux longueurs d’onde caractéristiques des modes de vibration des liaisons C-H et C-C, à savoir : 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, et $12.7\mu\text{m}$. Pour expliquer ces raies d’émission dans les spectres des galaxies, plusieurs modèles ont été proposés, comme par exemple le plus répandu, celui des hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH, de l’anglais “Polycyclic Aromatic Hydrocarbons”,

Leger and Puget 1984; Puget et al. 1985; Allamandola et al. 1985). Les PAHs comptent entre 20 et 200 atomes et ont des tailles très faibles de quelques nanomètres. Ils sont chauffés stochastiquement et un rayonnement trop intense pourrait les détruire. Ces molécules contiennent une fraction importante du carbone des galaxies et leurs bandes d'émission ont été utilisées comme estimateur du taux de formation d'étoiles (Helou et al. 2000; Desai et al. 2007).

Les signatures spectrales de ces molécules sont visibles sur la Fig. 2.3. Cette figure montre trois spectres de galaxies différentes, à savoir : une où la formation stellaire est arrêtée, une autre à flambée de formation d'étoiles, et enfin le spectre d'un noyaux actif de galaxie (AGN). Ces galaxies ont des signatures spectrales très différentes, en particulier dans le domaine de longueur d'onde des PAHs. Les signatures de ces molécules sont d'ailleurs plus ou moins, voire même pas du tout, prononcées sur les spectres de la Fig. 2.3. Ce résultat souligne ainsi un moyen efficace de différencier les différents types de galaxies.

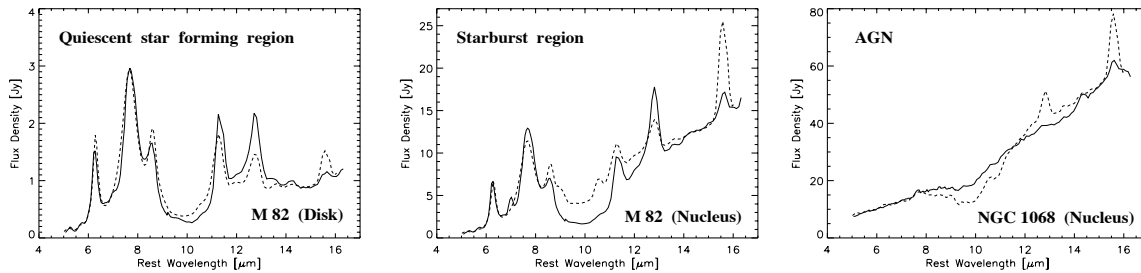


FIGURE 2.3 – Exemples de spectres observés (en trait plein) de trois galaxies dans le domaine de longueur d'onde des PAHs. Le panneau de gauche montre le disque de la galaxie M82, région où la formation stellaire est au repos. Le panneau du centre représente le noyau de la galaxie M82, zone à flambée de formation stellaire. Et enfin le panneau de droite est un spectre d'AGN. Les courbes en pointillés sont une combinaison de templates reproduisant au mieux les observations. *Tirée de Laurent et al. (2000)*

Emission de la poussière

Les grains de poussière sont chauffés par absorption du rayonnement UV et visible. Ils sont ensuite refroidis par émission thermique de photons infrarouges. Pour bien comprendre les effets de la poussière, il a été nécessaire de la modéliser. Un modèle de poussière acceptable doit reproduire de nombreuses propriétés physiques des poussières, dont en particulier l'émission que je détaille ici, et l'extinction que j'explique dans le paragraphe suivant. Je vais montrer ici les résultats obtenus par le modèle de Desert et al. (1990). Ce modèle utilise les trois composants introduit précédemment en imposant que les tailles des grains suivent une loi de puissance.

Les trois composants de la poussières émettent dans des domaines de longueurs d'onde différents. Cependant, il existe un recouvrement entre leur domaine d'émission, comme on peut le voir sur la Fig 2.4. Sur cette dernière figure, représentant la distribution spectrale d'énergie du MIS de la Galaxie (Desert et al. 1990), on voit chaque composant dominer avec la longueur d'onde croissante dans cet ordre : les PAHs, les VSGs et les gros grains.

Ce modèle reproduit bien les observations. D'autres modèles ont été proposés depuis, comme celui de Dwek et al. (1997), mais qui reproduit mal l'extinction, ou celui de Draine

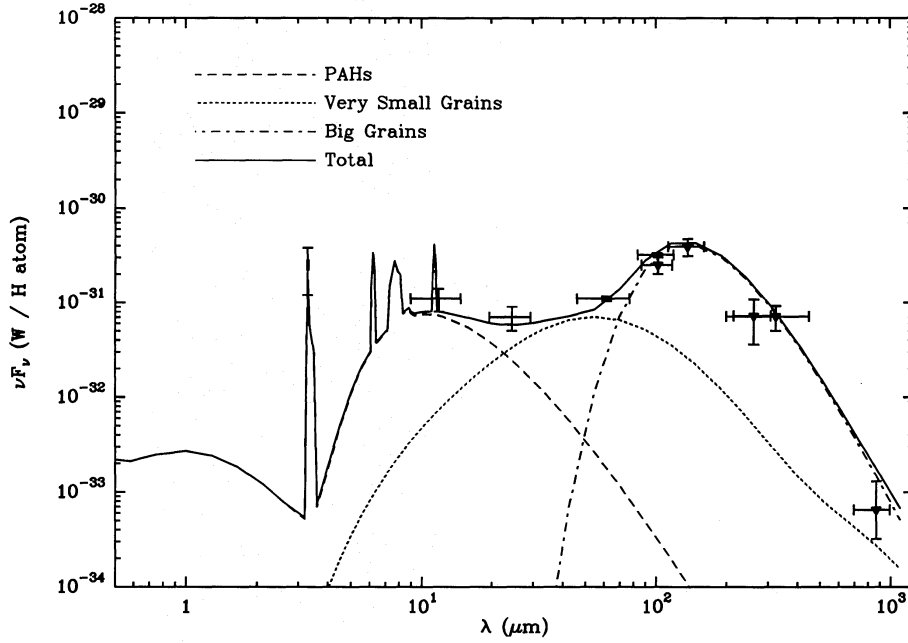


FIGURE 2.4 – Spectre d’émission de la poussière (trait plein). On peut voir ici la contribution des différentes composantes de la poussière à la distribution spectrale d’énergie du MIS, avec en tirets la contribution des PAHs, en pointillés, la contributions des VSGs et en tirets-pointillés la contribution des gros grains. *Tirée de Desert et al. (1990)*

and Li (2001), qui reproduit correctement extinction et émission mais qui introduit trop d’éléments lourds par rapport à la réalité. Un modèle récent, Zubko et al. (2004) permet de bien reproduire les observations.

Je vais maintenant détailler le phénomène d’extinction due à la poussière.

Extinction par la poussière

Je donne ici l’équation du transfert de rayonnement :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\tau_\lambda}. \quad (2.1)$$

Dans l’Eq. 2.1, τ_λ est l’épaisseur optique.

Lorsqu’on observe la formation stellaire à travers un nuage de poussière, on assiste à une diminution de la luminosité attendue. Cette atténuation est l’effet combiné de deux phénomènes : l’absorption des photons par la poussière d’une part, et la diffusion de ces photons dans les directions autre que la direction incidente d’autre part. Il s’agit de l’extinction par la poussière. L’extinction est notée A_λ et s’exprime par rapport à l’épaisseur optique comme $\tau_\lambda = 0.921A_\lambda$. De cette manière l’Eq. 2.1 devient :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)10^{-(A_\lambda/2.5)} \quad (2.2)$$

Il est commun de normaliser l’extinction A_λ par le terme d’excès de couleur $E(B-V)$. Ce facteur correspond à la différence entre les extinctions dans les bandes spectrales larges B (bande bleue, centrée à 4400 Å) et V (bande visible centrée à 5500 Å).

$$E(B - V) = A_B - A_V \quad (2.3)$$

C'est d'ailleurs ce facteur $E(B-V)$ que j'utiliserai dans la Partie II pour analyser l'extinction affectant mon échantillon.

Je viens de définir l'extinction de la poussière de manière générale. Mais pour modéliser cette extinction, il a fallu considérer les différentes espèces de grains décrites précédemment et regarder leur contribution à l'extinction. C'est ce qui est représenté à la Fig. 2.5 avec le modèle de Desert et al. (1990).

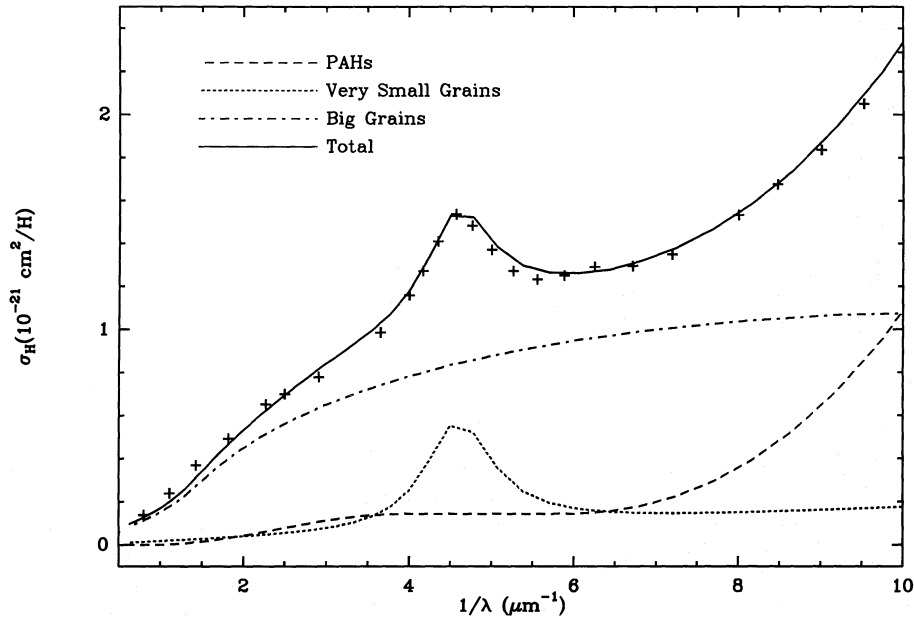


FIGURE 2.5 – Courbe d'extinction par la poussière (trait plein) avec en tirets la contribution des PAHs, en pointillés, la contributions des VSGs et en tirets-pointillés la contribution des gros grains. *Tirée de Desert et al. (1990)*

Cette Fig. 2.5 représente l'évolution de la section efficace de la poussière normalisée à la colonne de densité d'hydrogène σ_H avec l'inverse de la longueur d'onde. On y voit également la contribution des petits grains, des PAHS et des gros grains par rapport à la courbe d'extinction totale. On observe sur cette figure un pic d'émission en UV à 2175 Å ainsi qu'une évolution non linéaire en infrarouge.

2.2.3 Trou noir central

En plus des étoiles et du milieu interstellaire, la plupart des galaxies possèdent un trou noir supermassif en leur centre. L'exemple le plus courant est celui de notre propre Galaxie, la Voie Lactée, possédant elle même un trou noir supermassif, bien qu'il ne s'agisse pas d'un trou noir des plus actifs.

La présence d'un trou noir au centre d'une galaxie peut conduire à la formation d'un disque d'accrétion autour de ce trou noir et peut provoquer des jets ou du rayonnement X. Dans ces cas là, on parle alors de noyaux actifs de galaxies (AGN, de *Active Galactic Nucleus* en anglais), faisant partie des sources de radiations électromagnétiques parmi les plus lumineuses de l'Univers.

Les dernières décades ont été le témoin de nombreuses études pour mieux comprendre ce phénomène très lumineux au sein des galaxies, mais aussi pour comprendre le lien entre l'AGN

et sa galaxie hôte. Un autre aspect de ces objets physiques m'intéresse particulièrement. Il s'agit de leur lien avec la formation stellaire. Je discuterai d'ailleurs de cette connexion, que j'appelle connexion "AGN-Starburst" de part leurs termes anglais, à la sous-section 3.3.3.

2.3 Distribution spectrale d'énergie des galaxies

Dans la section précédente, j'ai décrit les différents composants d'une galaxie. Je vais maintenant m'intéresser dans cette section au rayonnement électromagnétique émis par une galaxie et à la contribution des différents composants décrits à la section 2.2. Une manière d'avoir une vision d'ensemble de la contribution des différents composants des galaxies est de représenter le flux d'une galaxie en fonction de la longueur d'onde observée, c'est ce qu'on appelle la distribution spectrale d'énergie d'une galaxie (SED, de l'anglais *Spectral Energy Distribution*).

2.3.1 Contribution des différents constituants d'une galaxie à sa distribution spectrale d'énergie

Je me suis inspirée des travaux de Frédéric Galliano pour schématiser les contributions de différents composants d'une galaxie à sa SED comme je le montre sur la Fig. 2.6. Cette dernière figure montre la contribution des populations d'étoiles (jeunes et vieilles), du milieu diffus, des nuages moléculaires et des régions de photodissociation. Ces régions (PDR, de l'anglais *photodissociation regions*) sont des zones du milieu interstellaire où le rayonnement UV est assez intense pour dissocier les molécules mais plus assez riche pour ioniser les atomes. Je n'ai pas détaillé ces régions dans la section précédente. En effet il n'y a pas de différences fondamentales dans les propriétés physico-chimiques de ces PDR par rapport au milieu interstellaire neutre en général.

Je vais maintenant regarder la contribution de ces composants à la SED d'une galaxie. Les étoiles contribuent essentiellement aux longueurs d'ondes UV et optique. Il est intéressant de séparer étoiles jeunes (de type, O,B), dominant l'UV, et étoiles vieilles, dont le spectre est décalé vers l'IR proche en raison de la présence d'étoiles évoluées. Le milieu diffus est dominé par une composante de poussière chaude et couvre toute la gamme spectrale observée. Les nuages moléculaires étant très opaques aux rayonnements UV et IR, leur contribution à la SED n'est visible que dans l'IR lointain. Cette contribution provient essentiellement de l'émission des gros grains de poussière. Et enfin, la contribution des PDR est non négligeable, surtout en optique et en IR moyen.

La SED totale est représentée sur la Fig. 2.7. L'importance attribuée à chaque constituant et donc le poids donné à son rayonnement par rapport au rayonnement total de la galaxie varie selon le type de galaxies observées. Il s'agit ici d'un exemple, tout comme les différents spectres de la Fig. 2.6.

Comme je l'ai mentionné précédemment, la SED globale d'une galaxie dépend du type de la galaxie observée, de sa métallicité, de sa capacité à former des étoiles, etc. Je vais regarder plus en détails dans la section qui suit la variété de SEDs que l'on peut rencontrer.

2.3.2 Différence dans les SEDs

La Fig. 2.8 montre la diversité des SEDs selon le type de galaxie considéré. Cette figure, tirée de Galliano (2004) montre la distribution spectrale d'énergie, en regardant du bas de la figure vers le haut, d'une galaxie elliptique, d'une galaxie spirale, d'une galaxie à flambée

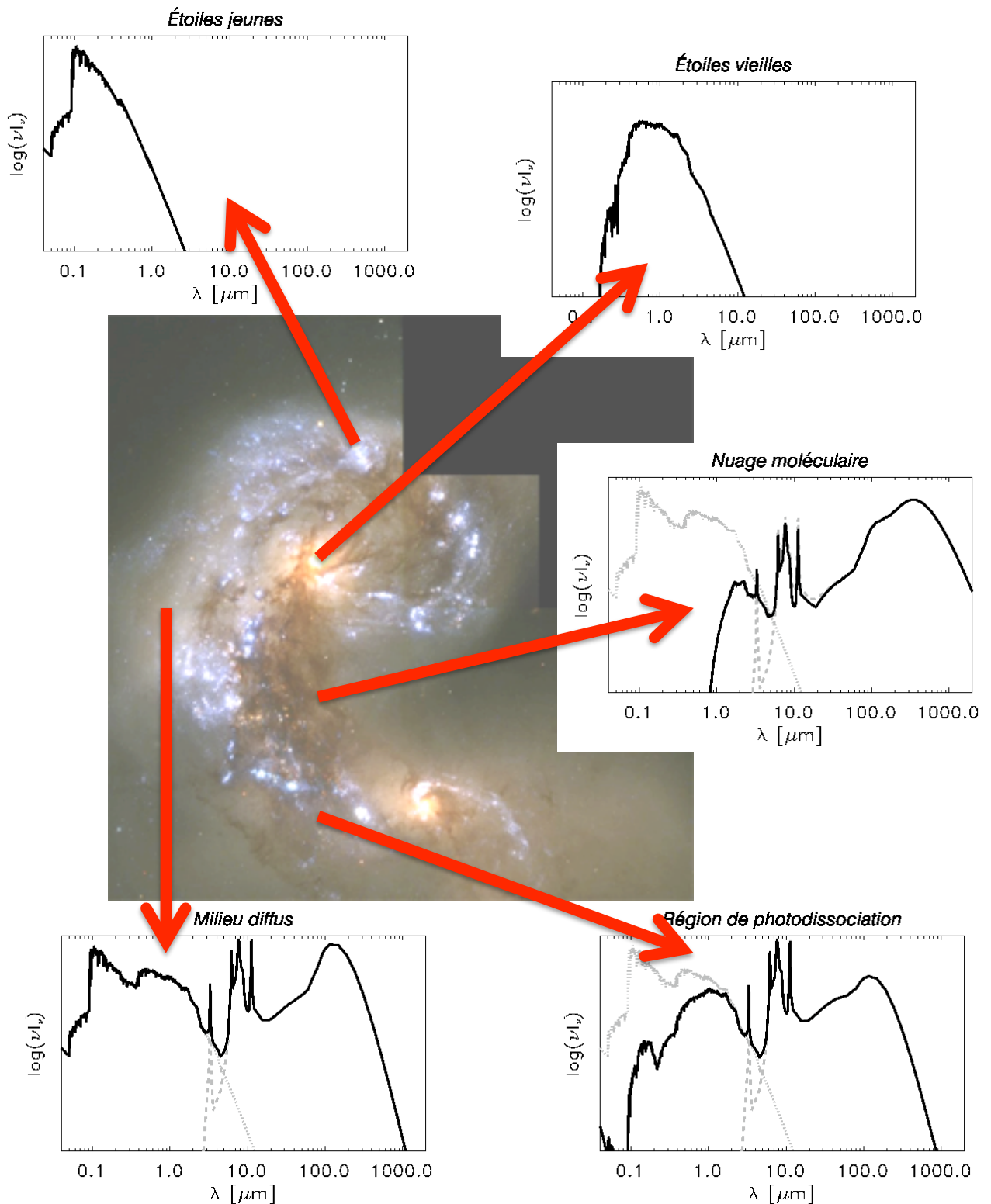


FIGURE 2.6 – Décomposition de la SED globale d’une galaxie. Les différents panneaux représentent la contribution des étoiles jeunes, des étoiles vieilles, du milieu diffus, des nuages moléculaires et des PDR au rayonnement électromagnétique d’une galaxie. La galaxie au centre est la galaxie des antennes, obtenue par Hubble. Les flèches rouges ne sont données qu’à titre indicatif et servent plus à illustrer les différents spectres qu’à réellement indiquer proprement la localisation des différents constituants. *Inspirée de la thèse de Frédéric Galiano.*

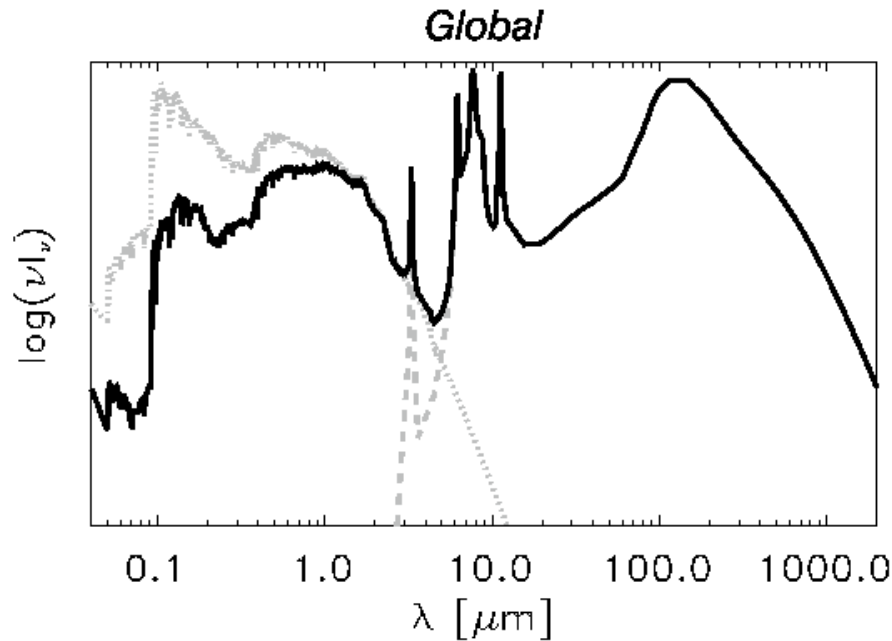


FIGURE 2.7 – Distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie. *Tirée de la thèse de Frédéric Galliano*

de formation stellaire, et finalement d'une galaxie ultralumineuse en infrarouge "ULIRG". Ces galaxies diffèrent par leur propriétés physiques de base (taille, masse, luminosité) mais aussi par la proportion des différentes phases qui les constituent. Par exemple, les galaxies elliptiques sont connues pour être pauvres en poussières. Il est clair sur la Fig. 2.8 que le spectre des galaxies elliptiques est dominé par une population d'étoiles vieilles. La formation stellaire est donc faible dans une telle galaxie. Il en est de même dans la galaxie spirale représentée à la Fig. 2.8, même si cette fois-ci le milieu interstellaire est plus riche en poussière que dans le cas de la galaxie elliptique.

La galaxie à formation d'étoiles ou "Starburst" en anglais, voit son spectre dominer en IR, là où émettent les poussières. La composante stellaire est également plus importante dans cette galaxie que dans les deux précédents, due à cette "flambée de formation d'étoiles", comme son nom l'indique. Et finalement, la galaxie ULIRG présente un spectre encore différents de la galaxie précédente. En effet, l'histoire stellaire semble différente dans l'ULIRG, au vu du spectre dans la partie UV/optique qui montre une évolution plus stable avec la longueur d'onde. L'AGN domine ici la distribution spectrale d'énergie de la galaxie et donc sa luminosité infrarouge, rendant ainsi la SED de ce type de galaxies plus plate que les autres SEDs. La présence d'un AGN peut avoir un lien avec la formation mais à l'heure actuelle rien n'est encore établi. Je reviendrai d'ailleurs sur cette problématique au chapitre suivant.

Au vue de ces différences entre les galaxies, il est nécessaire de bien connaître le type de galaxies qui peuplent l'échantillon étudié. Il faut également être capable de modéliser la distribution spectrale d'énergie pour des galaxies très variées. C'est ce qui a introduit la création de bibliothèque spectrale d'énergie de galaxies, tenant compte des propriétés physiques de ces dernières. Je détaillerai ces bibliothèques à la dernière sous-section du chapitre 3.

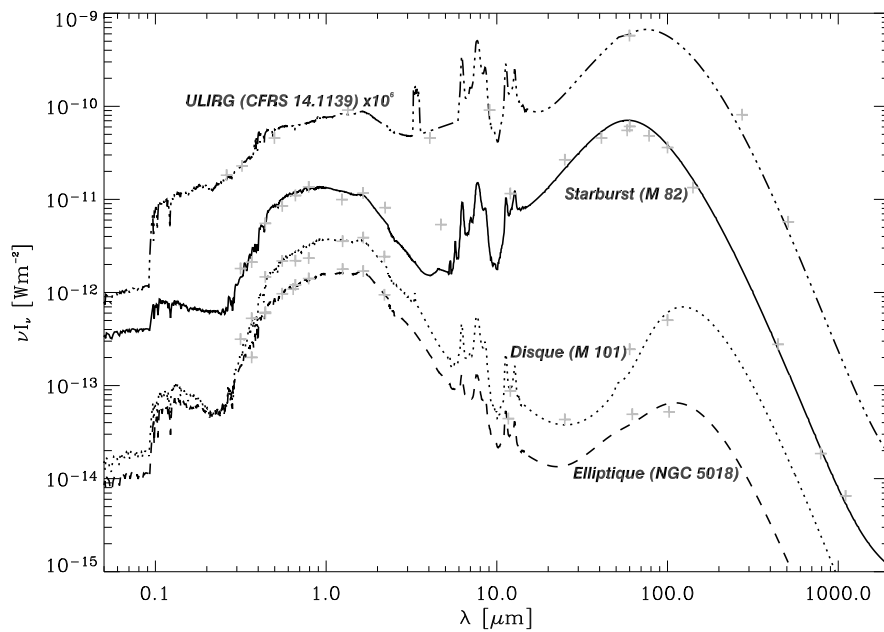


FIGURE 2.8 – Différents exemples de distributions spectrales d'énergie. Cette figure représente différents types de galaxies : un exemple de galaxie elliptique, le disque d'une galaxie spirale, une galaxie à flambée de formation stellaire et une galaxie ultralumineuse en infrarouge. *Tirée de Galliano (2004)*

CHAPITRE 3

Méthodes d'étude des galaxies

3.1 Détermination de la distance des galaxies

Je cherche à comprendre la formation et l'évolution des galaxies. Pour pouvoir connaître le lien entre les galaxies, il me faut avant tout être capable de pouvoir déterminer leur distance par rapport à nous. Il me sera ainsi possible de discuter d'une éventuelle évolution entre elles. Comme je l'ai introduit au chapitre 1, les cosmologues raisonnent en terme de "décalage vers le rouge", que j'appellerai dans toute la suite de mon manuscrit par le terme correspondant anglais *redshift*. Il existe deux principales méthodes pour déterminer le redshift des galaxies. Il s'agit de la méthode des redshifts photométriques, et de celle des redshifts spectroscopiques, que je vais décrire dans chaque sous-section suivante, puis comparer en terme d'efficacité.

3.1.1 Les redshifts spectroscopiques

Un redshift spectroscopique, comme son nom l'indique, est obtenu à partir du spectre de l'objet. Il est calculé à partir de l'identification des signatures spectrales caractéristiques de l'objet. Ces signatures doivent être en accord entre elles, ce qui signifie qu'elles doivent toutes aboutir à l'obtention du même redshift. Si on considère que les spectres de galaxies sont observés sur la plage de longueur d'onde $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$, alors à un redshift z donné, les signatures spectrales correspondent à l'intervalle $\lambda_{min}/(1+z) < \lambda < \lambda_{max}/(1+z)$. Cet intervalle de longueur d'onde au repos dépend donc du redshift de l'objet. Par conséquent, ce ne sont pas toujours les mêmes raies caractéristiques qui sont utilisées pour déterminer le redshift spectroscopique de l'objet, cela dépend de son redshift.

Le paragraphe suivant détaille les techniques d'obtention de ces redshifts basées sur la spectroscopie optique. On est limité par la transmission de l'atmosphère et par le fait que la sensibilité des détecteurs chutent dans le rouge. En tenant compte de cela, le spectre des galaxies est dominé par des signatures spectrales différentes selon l'intervalle de redshift considéré. Cette liste n'est pas du tout exhaustive et n'est donnée qu'à titre indicatif :

- $0 < z < 0.5$: la raie caractéristique à ces longueurs d'ondes est la raie H_{α} à 6563 Å.
- $0.5 < z < 1.5$: la raie d'émission [OII] à 3727 Å est une des raies dominant le spectre des galaxies à ces redshifts.
- $1.5 < z < 2.7$: cette plage de redshift est communément appelé "désert en redshift". En effet, à ces redshifts là, la région d'émission à 4000 Å n'est plus visible par les spectrographes. Et les longueurs d'ondes sondées à ces redshifts ($\lambda < 4000$ Å) possèdent peu de signatures spectrales caractéristiques. Pour parer à ce manque d'informations, une technique possible est de créer des templates de galaxies à ces redshifts.
- $z > 3$: à ces grands redshifts, la raie utilisée est le plus souvent celle de Lyman α à 1216 Å.

Il faut toutefois noter que dans de nombreuses études spectroscopiques, aucune préselection (photométrique ou morphologique) n'est faite. Cela signifie que l'échantillon de galaxies dont on cherche les redshifts est contaminé par des étoiles et des quasars. Pour éliminer ces contaminants, il faut comparer les spectres obtenus pour les objets de l'échantillon à des spectres caractéristiques d'étoiles et quasars.

3.1.2 Les redshifts photométriques

Baum (1962) a introduit l'usage des redshifts photométriques. Cette méthode se base sur la comparaison entre des couleurs prédites par des templates pour différents redshift et les couleurs observées de l'objet dont on cherche à déterminer le redshift. On cherche alors à déterminer le template et le redshift qui reproduisent le mieux les couleurs observées. Cette méthode de redshifts photométriques a déjà largement fait ses preuves (Arnouts et al. 1999; Ilbert et al. 2006, 2009), surtout lorsqu'il s'agit d'obtenir le redshift d'un large échantillon de galaxies. Cependant, pour obtenir des redshifts photométriques robustes, il faut se baser sur la discontinuité de Balmer à 4000 Å ou de Lyman à 912 Å. Il faut donc couvrir cette longueur d'onde quelques soit le redshift de la source et par conséquent avoir des observations obtenues dans de nombreux filtres.

Je détaillerai au chapitre 4 la grande qualité des redshifts photométriques obtenus justement par Ilbert et al. (2009) dans le champ COSMOS, là où je place mon étude.

Dans ce présent paragraphe, je vais donner les grandes lignes de la méthode standard pour obtenir des redshifts photométriques. Cette méthode peut être brièvement décomposée en les différents points suivants :

- Il faut tout d'abord créer un jeu de templates représentatifs des spectres de galaxies observées.
- Il faut ensuite faire évoluer ces templates sur une grille de redshift et d'extinction, de sorte à couvrir le plus de cas physiques possibles et être le plus complet possible. Il faut toutefois faire attention à ne pas choisir trop de templates (à l'étape présente) pour éviter une trop grande dégénérescence dans les calculs.
- Il faut obtenir les magnitudes apparentes pour chaque template sur la grille de redshift, et pour chaque filtre utilisé. On obtient alors une relation entre la couleur et le redshift prédit.
- Il faut par la suite comparer cette relation prédite avec les couleurs observées.
- Pour choisir le meilleur template et le meilleur redshift, ce qui signifie le couple (template, redshift) qui reproduit au mieux la couleur observée de la galaxie, la méthode de minimisation du χ^2 est utilisée (Arnouts et al. 1999) selon la formule qui suit :

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{F_{obs,i} - s \times F_{tem,i}}{\sigma_{obs,i}} \right]^2 \quad (3.1)$$

Dans cette précédente équation, $F_{obs,i}$ est le flux observé avec $\sigma_{obs,i}$ l'erreur correspondante dans le filtre i . $F_{tem,i}$ est le flux prédit pour un template donné dans le même filtre i . s est un coefficient permettant de normaliser le flux du template à celui de la galaxie.

3.1.3 Redshifts photométriques versus redshifts spectroscopiques

Dans cette sous-section, je discute de la validité des redshifts photométriques par rapport aux redshifts spectroscopiques. Une fois de plus, je détaillerai davantage ce point dans le cadre bien précis de mon étude du champ COSMOS au chapitre 4 de ce manuscrit.

De part leur construction, les redshifts photométriques sont bien sûr moins précis et moins robustes que les redshifts spectroscopiques. Cependant, au cours des dernières années, l'amélioration des techniques d'obtention des redshifts photométriques a rendu possible l'utilisation de ces redshifts de manière fiable, comme le montre la Fig. 3.1. Cette figure compare les redshifts photométriques dérivés par Arnouts et al. (1999) et les redshifts spectroscopiques du champs HDF North. La cohérence entre les deux types de redshifts est flagrante. En effet, la plupart des redshifts photométriques obtenus sont peu écartés de la valeur du redshift photométrique (i.e. avec $\Delta z < 0.2$). Qui plus est, seulement 5 galaxies sur les 106 sources de leur échantillon présentent une erreur catastrophique. Ces résultats confortent bien la fiabilité de l'utilisation des redshifts photométriques.

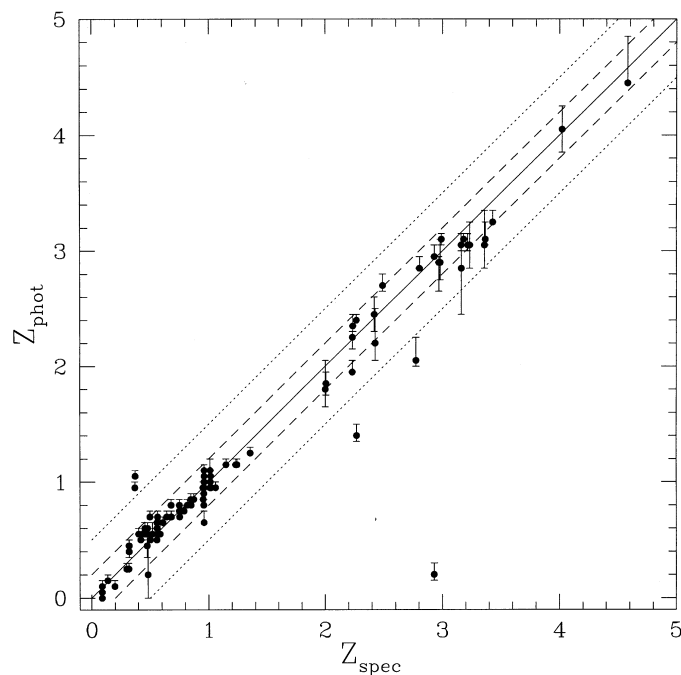


FIGURE 3.1 – Comparaison entre les redshifts photométriques dérivés par Arnouts et al. (1999) dans le champs HDF North et les redshifts spectroscopiques quand ils sont disponibles. Les droites en pointillés et en tirets correspondent respectivement à $\Delta z = 0.5$ et $\Delta z = 0.2$. Tirée de Arnouts et al. (1999)

Les redshifts photométriques présentent un autre avantage par rapport à la spectroscopie. En effet, au vu des techniques d'obtention des redshifts photométriques, il est possible d'évaluer le redshift d'une galaxie même très faible. Les relevés de redshifts photométriques peuvent ainsi gagner jusqu'à deux ordres de magnitude en profondeur par rapport à un relevé spectroscopique. Toutefois, il est vrai que le redshift de ces sources très faibles aura une incertitude plus grande.

Enfin, le point fort des redshifts photométriques est surtout la possibilité d'obtenir le redshift de toutes les sources d'un échantillon, même des plus peuplés. La spectroscopie demande en effet un fort coût télescope qu'il est parfois difficile d'obtenir pour des relevés cosmologiques trop importants. La photométrie semble donc présenter un atout majeur. Cependant, pour avoir des redshifts photométriques robustes, il est nécessaire d'avoir des filtres en quantité suffisante, pour couvrir une large gamme de redshift, tout d'abord, mais aussi d'avoir

des filtres étroits. En effet, Wolf et al. (2004) a mis en évidence avec son étude COMBO-17 que les filtres étroits permettaient d'atteindre une meilleure précision sur les redshifts photométriques, de l'ordre de $\frac{dz}{1+z} \sim 0.2$. En effet, plus le nombre de filtres utilisés est grand et plus la bande passante de ces filtres est étroite. On se rapproche alors d'un réel cas de spectroscopie, ce qui permet de contraindre la SED de manière beaucoup plus robuste.

Pour résumer, il existe dans la littérature un bon accord entre redshifts photométriques et redshifts spectroscopiques. Cette bonne corrélation me permettra d'utiliser avec une grande fiabilité les redshifts photométriques du champ COSMOS dans les Parties II & III, comme explicité au chapitre 4.

3.2 Le taux de formation d'étoiles des galaxies (SFR)

Les étoiles sont un composant important des galaxies, comme vu au chapitre 2. Il est par conséquent intéressant de pouvoir quantifier combien d'étoiles se sont formées au cours de l'histoire de la galaxie. Ceci permet en effet de pouvoir savoir si toutes les galaxies en sont au même stade de formation d'étoiles. Certaines sont-elles plus rapides pour former des étoiles ? Y a-t-il une évolution entre les galaxies par rapport à leur taux de formation d'étoiles ?

Cependant, les étoiles jeunes individuelles ne sont pas résolues, mises à part dans les galaxies les plus proches, et cela même avec les avancés technologiques et avec les observations des plus puissants télescopes. La plupart de l'information sur les propriétés de formation stellaire des galaxies provient des mesures de luminosités dans l'ultraviolet (UV), l'infrarouge lointain (FIR), ou encore via les raies de recombinaison nébulaires.

Dans cette section je décris brièvement les méthodes les plus utilisées pour calculer le taux de formation d'étoiles dans les galaxies. Je discute ensuite de l'évolution de ce taux de formation d'étoiles avec le redshift. J'appellerai par la suite le taux de formation d'étoiles des galaxies par son acronyme anglais, à savoir SFR (de *Star Formation Rate*).

Je tiens à souligner ici que ces méthodes d'obtention du SFR sont analysées en détails par Kennicutt (1998b).

3.2.1 Estimateurs du SFR

– L'ultraviolet

Le spectre du continuum ultraviolet est dominé par les étoiles jeunes, rendant les calculs de SFR dans l'UV très robustes. L'intervalle de longueurs d'ondes est approximativement 1250-2500 Å. Une série d'hypothèses est nécessaire pour déterminer la relation permettant de calculer le SFR à partir de l'UV. Il faut supposer le SFR constant sur une période plus grande que la durée de vie des populations dominantes émettant en UV, i.e. $\sim 10^8$ ans. Il est également nécessaire de choisir une fonction de masse initiale, ou IMF de l'anglais *Initial Mass Function*. Dans l'hypothèse d'une IMF de Salpeter (1955), le spectre UV s'avère être pratiquement plat sur l'intervalle 1500-2800 Å, rendant l'expression du SFR assez simple :

$$SFR(M_{\odot} \text{ year}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} L_{\nu}(\text{ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}). \quad (3.2)$$

Il est important de noter que l'Eq. 3.2 est valable pour les galaxies dont le SFR est continu sur une période de l'ordre de 10^8 années au minimum. Dans le cas de galaxies formées de populations plus jeunes, comme les galaxies à flambée de formation d'étoiles,

le rapport SFR/L_ν serait beaucoup plus faible. Il est donc important de connaître la nature de la population de galaxies à étudier avant de calculer le SFR de ces sources. Finalement, cette méthode de calcul de SFR est directement liée à l'émission provenant des populations d'étoiles les plus jeunes. Cette technique présente alors l'avantage de donner des estimations robustes dans le cas des galaxies à formation stellaire et cela sur un large intervalle de redshifts.

Cependant il existe une limitation importante dans cette méthode d'obtention du SFR par le continuum UV. En effet, les SFRs ainsi calculés dépendent fortement de l'IMF choisie. Par exemple, si on regarde l'intervalle de longueur d'onde 1500 à 2500 Å les étoiles dominant le spectre ont des masses supérieures à $\sim 5 M_\odot$. Par conséquent, il est nécessaire d'extrapoler aux faibles masses pour déterminer le SFR des galaxies, d'où l'importance de l'hypothèse faite sur l'IMF. Néanmoins, (Scalo et al. 1998) ont montré peu de variations dans les différentes IMF envisageables pour les galaxies à formation d'étoiles.

– Le continuum en infra-rouge

Une fraction non négligeable de la luminosité d'une galaxie est absorbée par la poussière du milieu interstellaire et ré-émis en infra-rouge, à des longueurs d'onde de l'ordre de 10-300 μm . L'infrarouge pourra être considéré comme un bon traceur de la formation d'étoiles si les étoiles jeunes et massives peuplant les galaxies chauffent la poussière de manière efficace. Le meilleur exemple où l'infrarouge est considéré comme un excellent estimateur de formation stellaire est le cas suivant. Les étoiles jeunes dominent le champ de radiation de l'UV au domaine visible, et les opacités de la poussière sont élevées, alors la luminosité IR mesure la luminosité bolométrique de cette formation d'étoiles. Ces conditions ultimes d'efficacité de l'infrarouge comme estimateur de la formation stellaire a lieu dans les galaxies où ont lieu d'intenses formations d'étoiles (galaxies à flambée de formation d'étoiles ou encore *starbursts* en anglais).

$$SFR(M_\odot \text{yr}^{-1}) = 4.5 \times 10^{-44} L_{IR}(\text{erg s}^{-1}) \quad (3.3)$$

où L_{IR} est la luminosité infrarouge calculée entre 8-1000 μm .

L'Eq. 3.3 est valable dans le cas des galaxies à flambée de formation d'étoiles âgées de moins de 10^8 ans et suivant une IMF de Salpeter (1955).

– Raies de recombinaison

Il est également possible d'utiliser les raies de recombinaison comme les raies H_α , H_β , Pa_α , Pa_β , Br_α et Br_γ . Ces raies ré-émettent la luminosité des galaxies dans un petit intervalle centré sur la longueur d'onde de la limite de Lyman, i.e 1216 Å, permettant ainsi de sonder les populations d'étoiles jeunes et massives. Les relations entre le SFR et ces raies de recombinaison ont largement été étudiées (e.g., Gallagher et al. 1984; Kennicutt et al. 1994; Madau et al. 1998; Kennicutt 1998b). Suivant les calibrations de Kennicutt et al. (1994) et Madau et al. (1998), il a été établi :

$$SFR(M_\odot \text{yr}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H_\alpha)(\text{erg s}^{-1}) \quad (3.4)$$

Je montrerai au chapitre 7 comment j'ai utilisé la raie Pa_α pour déterminer le SFR de mes galaxies à formation d'étoiles à $z \sim 2$.

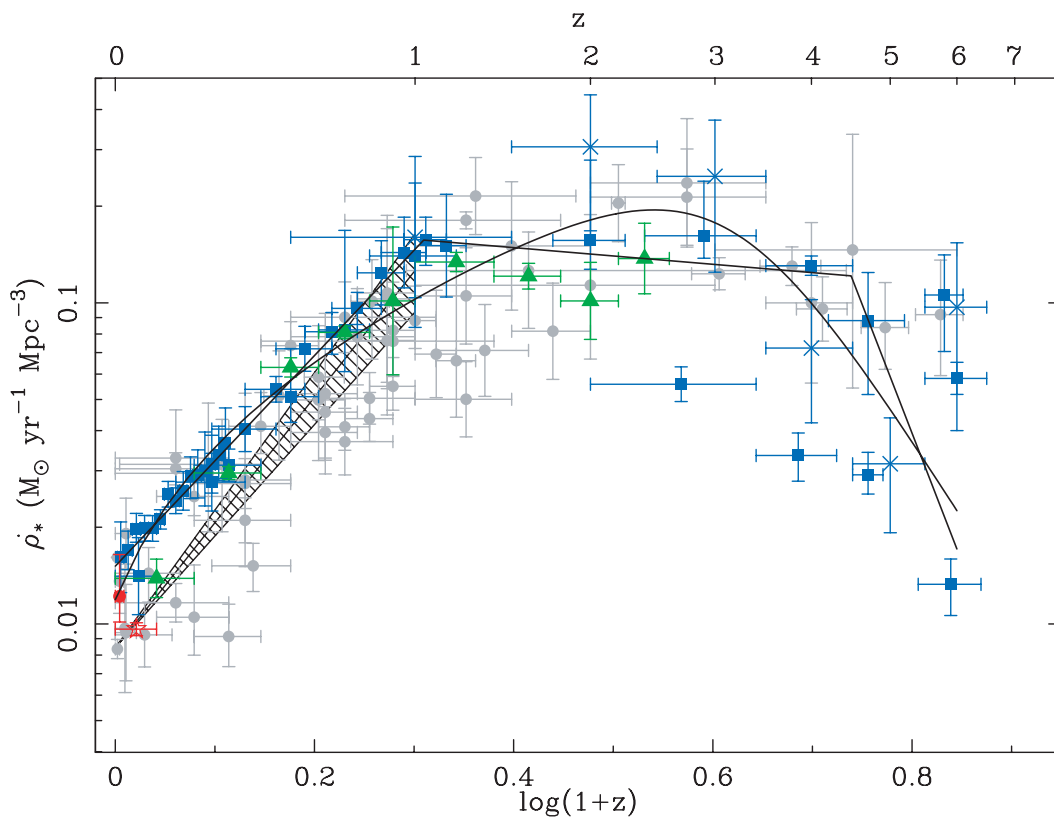


FIGURE 3.2 – Evolution de la densité de taux de formation d'étoiles avec le redshift. *Tirée de Hopkins and Beacom (2006)*

3.2.2 Evolution du SFR avec le redshift

Une fois le SFR obtenu, il est intéressant de regarder son évolution avec le redshift (Lilly et al. 1996; Madau et al. 1996). Cela nous permet de savoir à quel moment de l'âge de l'Univers les galaxies ont formé la majorité de leurs étoiles. C'est plutôt bien connu à l'heure actuelle que le plus gros de la masse stellaire a été formé à $1 < z < 3$ comme le montre le célèbre "Lilly-Madau" plot de la Fig 3.2 obtenu par Hopkins and Beacom (2006). Il faut cependant remarquer que ce plot comporte beaucoup de points de mesures, mais on voit aussi de grandes barres d'incertitudes, spécialement dans l'intervalle de redshift qui m'intéresse, à savoir $1 < z < 3$.

Cependant, il s'agit ici d'une tendance générale. Il n'est en effet pas possible de discerner quelle type de population de galaxies contribue le plus à la formation stellaire à un redshift donné. Pour mieux comprendre ce qui domine la formation stellaire à un moment précis, il faut alors regarder ce qui se passe à un redshift donné et à une longueur donnée. C'est d'ailleurs pour cette raison que je place mon étude en infrarouge. Je vais montrer à la section suivante l'importance des observations en infrarouge et je détaillerai les outils d'étude développés pour les galaxies infrarouges. .

3.3 Importance de l'IR

L'une des grandes problématiques de ces dernières années est d'arriver à comprendre les processus qui gouvernent la formation et l'évolution des galaxies. Pour arriver à répondre à une telle question, une étude des galaxies distantes est nécessaire, basée sur la morphologie de ces sources ainsi que de leur distribution spectrale d'énergie. L'utilisation de données en IR et en submillimétrique prend alors tout son sens. En effet, à des haut redshifts, ces galaxies sont généralement plus riches en gaz et en poussière que les galaxies locales. La poussière absorbe alors une large fraction de la radiation optique et UV de la lumière, dégradant de manière non négligeable les flux et les morphologies observés. La poussière re-émet cette radiation absorbée dans le domaine de longueur d'onde de $\sim 1 \mu\text{m}$, d'où l'importance des observations dans l'IR et le submillimétrique.

L'extinction décroît avec la longueur d'onde. Cela permet aux observations infrarouges de mettre en évidence des régions encore inexploitées, car enfouies sous d'épaisses colonnes de gaz et donc fortement opaques en optique. Par conséquent, l'IR permet donc de dévoiler toute une population de galaxies qui pourraient être potentiellement manquée par des sélections UV/optique car trop obscurcies par la poussière. En addition à cela, le domaine de longueur d'onde infrarouge pourrait également permettre de déterminer si la luminosité d'une galaxie provient principalement d'une forte activité de formation stellaire ou de la présence d'un noyau actif de galaxie (AGN), comme je vais le discuter à la dernière sous-partie de cette section.

3.3.1 Les galaxies infrarouges

Le satellite américain *IRAS* lancé en 1983 a permis d'étudier pour la première fois les galaxies infrarouges. Ces galaxies, découvertes dans les années 1970, diffèrent des autres galaxies car elles émettent la majeure partie de leur luminosité dans le domaine infrarouge. Les autres galaxies, au contraire, émettent la majeure partie de leur luminosité dans le domaine visible.

Ces galaxies infrarouges ont été classées en trois grandes catégories selon leur luminosité :

- les LIRGs : de l'anglais *Luminous InfraRed Galaxies* ont des luminosités infrarouges comprises dans l'intervalle : $10^{11}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12}L_{\odot}$.

- les ULIRGs : de l'anglais *UltraLuminous InfraRed Galaxies* ont des luminosités infrarouges comprises dans l'intervalle : $10^{12}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{13}L_{\odot}$.
- les HyperLIRGs : de l'anglais *HyperLuminous InfraRed Galaxies* ont des luminosités infrarouges supérieures à : $L_{IR} > 10^{13}L_{\odot}$.

Ces galaxies, qui diffèrent donc nettement des autres galaxies plus “normales”, ont un rôle considérable dans l'histoire de la formation stellaire de l'Univers. Des bibliothèques spectrales propres à ces galaxies IR ont été développés ces dix dernières années. Dans les parties II et III, j'utiliserai les bibliothèques spectrales de Chary and Elbaz (2001), de Dale and Helou (2002) et de Lagache et al. (2003).

3.3.2 Méthodes pour sélectionner les AGNs

Dans le but de pouvoir quantifier proprement la formation stellaire, on cherche souvent à éliminer les AGNs des échantillons d'étude. Il faut donc être capable de sélectionner les AGNs par rapport au reste des sources. Pour cela, plusieurs méthodes sont envisageables. Je vais ici tenter de décrire les méthodes de sélections d'AGN les plus utilisées et d'en discuter leur validité, notamment dans le cadre d'échantillons de galaxies sélectionnées en IR.

De manière historique, les plus grand relevés d'AGNs étaient basés sur des critères optiques (e.g. Schmidt and Green 1983; Hewett et al. 1995). La technique la plus utilisée pour sélectionner les AGNs est la détection en rayons X. En effet, les sources les plus brillantes ($L_{0.5-10keV} \sim 3 \times 10^{42} \text{ergs}^{-1}$) détectées dans les longueurs d'onde des X sont des AGNs. Cette sélection s'avère être la plus efficace pour sélectionner le plus grand nombre d'AGNs au sein d'un échantillon.

Des critères basés sur l'IR sont également envisagés dans le but de sélectionner les AGNs (Stern et al. 2005; Lacy et al. 2004), comme l'illustre la Fig. 3.3

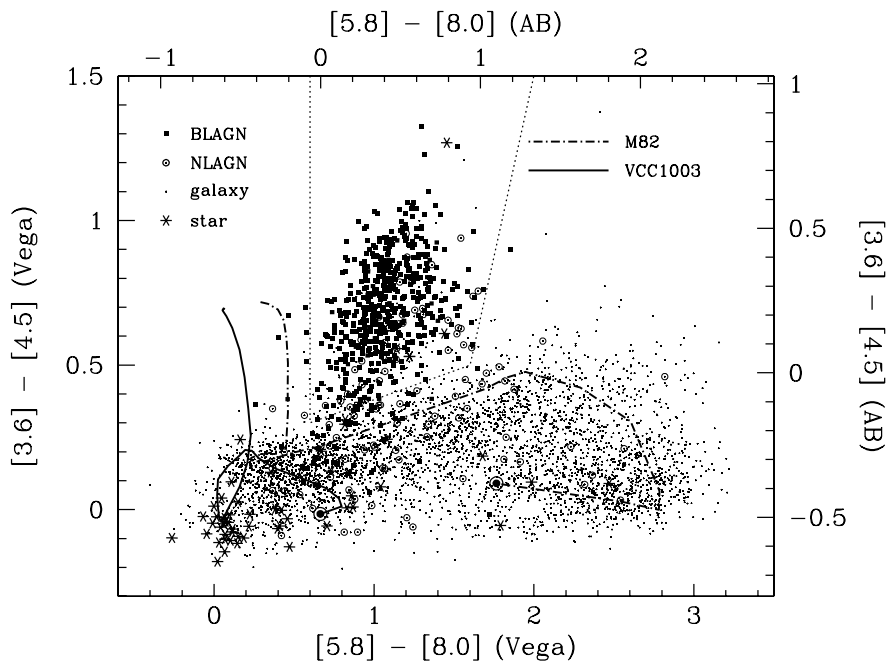


FIGURE 3.3 – Diagramme couleur utilisant les bandes IRAC pour sélectionner les AGNs d'un échantillon de sources. Tirée de Stern et al. (2005)

Je tiens à préciser que je n'utiliserai pas le critère de Stern et al. (2005) pour sélectionner les galaxies actives et les éliminer de mon échantillon dans les Parties II & III. En effet, des travaux préliminaires lors de mon stage de Master 2 sur le même échantillon de galaxies que je décris au chapitre 4 m'avaient conduits à la conclusion que cette boîte de sélection n'est pas adaptée à mes sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$. En effet, j'ai constaté une grande contamination de galaxies "normales" dans cette boîte de Stern et al. (2005). Qui plus est, une fraction non négligeable de sources détectées en X et avec des flux élevés, qui s'apparentent donc à des sources de type AGN se trouvent en dehors de la boîte. J'ai donc décidé de ne pas appliquer ce critère à mon échantillon vu l'incomplétude et la grande contamination qui l'affectent lorsqu'il est appliqué à un échantillon sélectionné en infrarouge moyen.

Il est connu à l'heure actuelle que la plupart des AGNs sont obscurcis, et par conséquent, les sélections optiques ne sont pas les plus adaptées pour une complète sélection. Il semble donc préférable de privilégier des sélections en rayons-X, en IR ou en radio pour avoir une vision plus complète de la population des AGNs. En effet, à ces longueurs d'ondes, les phénomènes dus à la poussière sont minimisés et les AGNs obscurcis peuvent être observés en quantité plus importante qu'avec des sélections optiques. Cependant, les relevés IR et X présentent le désavantage d'être soit beaucoup plus petit que les grands relevés optiques (et donc offrant une moins bonne statistique), soit couvrant certes un large champ mais avec des observations moins profondes qu'en optique. Trump et al. (2009) obtiennent des résultats sur la spectroscopie profonde d'un relevé d'AGNs dans le champ COSMOS, en évitant justement les biais introduits par les relevés optiques mais en travaillant tout de même sur une large surface (champ COSMOS de $\sim 2 \text{ deg}^2$) avec des données profondes. Leur sélection d'AGN la plus complète provient du critère en rayons-X. En se référant à cet échantillon d'AGNs détectés en X, ils trouvent qu'aucune de ces détections n'est sélectionnée par ces critères de sélection basés sur les couleurs optiques, 31% de ces sources sont dans la boîte de Stern et al. (2005), 20% sont sélectionnées comme des AGNs car ils ont une SED en loi de puissance dans les bandes IRAC (i.e. $F_{3.6\mu\text{m}} < F_{4.5\mu\text{m}} < F_{5.8\mu\text{m}} < F_{8.0\mu\text{m}}$), seulement 1.4% sont détectées grâce à leur luminosité en radio, et 20% sont détectées selon leur rapport IR/radio.

Je cherche ici à montrer combien il est difficile de sélectionner les AGNs et qu'il n'existe pas une solution unique. La plupart du temps, une combinaison de différentes méthodes permet une sélection plus sûre des AGNs. Dans la suite de mon manuscrit, je n'utiliserai que la sélection basée sur une détection en rayons-X. En effet, je cherche à éliminer les sources AGNs pour me concentrer sur l'histoire de la formation d'étoiles dans l'Univers. Durant ma thèse, j'ai travaillé sur les données du champ COSMOS. Au vu des résultats de Trump et al. (2009), je peux me contenter d'utiliser uniquement le critère en rayons-X pour éliminer les AGNs de mon échantillon.

3.3.3 Connexion AGN/Starburst

Les AGNs jouent un rôle majeur dans l'évolution cosmique de l'Univers. En effet, ces noyaux actifs renvoient beaucoup d'énergie à leur galaxie hôte et au milieu intergalactique qui les entourent, contribuant ainsi à un échange de matière entre les différents composants des galaxies. Il est important de mieux comprendre les propriétés des AGNs dans le but de retracer l'histoire de l'évolution cosmologique. Il a été montré par le passé (e.g. Gebhardt et al. 2000) que la masse du trou noir central des galaxies corrèle avec la masse et la vitesse de dispersion du coeur de sa galaxie hôte, qu'ils s'agissent de galaxies normales, peu actives ou d'AGNs. Ces résultats suggèrent fortement une co-évolution entre les galaxies et leur trou noir central.

Mais bien souvent l'énergie rayonnée des galaxies provient d'un AGN enfoui d'une part, et d'une autre part, d'une galaxie à flambée de formation stellaire. C'est d'ailleurs ce que j'essaye de quantifier dans les sources fortement affectée par l'extinction par la poussière dans la partie III de ma thèse.

Partie II :
**Quelle est la fraction de formation
d'étoiles fortement enfouie
dans la poussière et manquée par les
critères traditionnels UV/optiques ?**

Échantillon de galaxies sélectionnées à $24\mu\text{m}$

Dans cette partie, je m'intéresse à la formation d'étoiles enfouie dans la poussière et je cherche à quantifier la contribution des sources non sélectionnées par les critères UV/optique traditionnels à $z\sim 2$. Je base mon travail sur un échantillon de sources sélectionnées à $24\mu\text{m}$ par l'instrument MIPS à bord de *Spitzer* dans le champ COSMOS. Dans ce chapitre, je vais décrire les données sur lesquelles je travaille et comment j'ai construit mon échantillon.

4.1 Le champ COSMOS

Je base mon étude sur les galaxies lumineuses à formation d'étoiles détectée dans les observations *Spitzer*/MIPS du champ COSMOS et en particulier sur le catalogue $24\mu\text{m}$ obtenu par Le Floch et al. (2009). Le champ COSMOS (Sanders et al. 2007), acronyme pour Cosmic Evolution Survey, couvre 2 degrés carrés du ciel. Il s'agit du plus grand champ ayant été observé avec HST jusqu'à une profondeur de $i^+=28.0$ [AB] (5σ dans le cas d'une source extraite de manière optimale). Le champ COSMOS présente de nombreux avantages. En particulier, sa position équatoriale le rend observable par tous les équipements astronomiques spatiaux et terrestres (car observable depuis les deux hémisphères). Ce champ est exempt de sources-X, UV et radio très brillantes, et comparé aux autres champ équatoriaux, l'extinction Galactique y est remarquablement faible et uniforme ($\langle E_{(B-V)} \rangle \simeq 0.02$). De part sa position privilégiée et sa grande couverture, COSMOS a été largement observé et tout le spectre de longueur d'onde est ainsi couvert, de l'UV à la radio. J'ai ainsi accès à des données spectrales ainsi qu'à de l'imagerie haute définition avec une haute sensibilité couvrant la totalité du spectre de longueur d'onde, allant des rayons-X à la radio. En photométrie, une trentaine de bandes, avec des filtres étroits, moyen et larges ont permis de couvrir l'UV au $8\mu\text{m}$, alors que les observations en IR lointain en submillimétrique/millimétrique ont été suivies avec des instruments comme MIPS à bord de *Spitzer*, PACS et SPIRE à bord d'*Herschel*, SCUBA-2, AzTEC, MAMBO et BOLOCAM. De plus, la qualité des jeux de données disponibles avec le champ COSMOS, ainsi que la remarquable profondeur des données est parfaitement appropriée à l'étude multi-longueurs d'onde des galaxies sur une large gamme de redshifts et de luminosités, et avec une variance cosmique faible.

4.2 Les catalogues $24\mu\text{m}$ (Le Floch et al. 2009) et optique (Ilbert et al. 2009)

De cette large gamme de données disponibles pour le choix COSMOS, je vais essentiellement utiliser les catalogues $24\mu\text{m}$ (Le Floch et al. 2009), longueur d'onde où je place mon étude, et le catalogue optique de Ilbert et al. (2009). Ce catalogue optique me donne l'information sur le redshift photométrique de mes sources. Je vais dans cette section décrire

rapidement ces deux catalogues et j'expliquerai à la section suivante comment je les ai utilisés pour construire mon échantillon de sources sélectionnées à $24\mu\text{m}$.

Le champ COSMOS a été imagé à $24\mu\text{m}$ par l'instrument MIPS à bord de *Spitzer* (P.I. Dave Sanders). La réduction de données et l'extraction de sources ont été menées par Le Floc'h et al. (2009). Ils ont utilisé SExtractor (Bertin and Arnouts 1996) pour détecter les sources et ont extrait leur photométrie par la méthode d'ajustement de la tâche de diffraction de l'image (ajustement de la PSF) à l'aide de DAOPHOT (Stetson 1987). Pour cela il faut supposer chaque source comme étant ponctuelle, et le flux de la source est alors estimé en fonction de la PSF qui lui a été appliquée. Une autre méthode pour obtenir le flux d'une source ponctuelle est d'utiliser la photométrie d'ouverture. Cette méthode consiste à estimer le flux de la source en terme de quantité d'énergie contenue dans une ouverture circulaire centrée sur la source. La valeur du flux est obtenue en soustrayant à la valeur de cette quantité d'énergie, la quantité d'énergie due au fond du ciel. Il faut également corriger cette valeur par un facteur prenant en compte la forme de la PSF de l'instrument. Etant donné la grande largeur à mi-hauteur de la PSF de l'instrument MIPS ($\sim 6''$), la plupart des sources $24\mu\text{m}$ ne sont pas résolues. Par conséquent, la technique d'ajustement de la PSF donne des flux plus corrects que ceux obtenus par photométrie d'ouverture. Le Floc'h et al. (2009) ont donc obtenu le flux des sources $24\mu\text{m}$ par ajustement des PSFs. Leur extraction de source est complète à plus de 90% pour un flux minimum de $F_{24\mu\text{m}} > 80\mu\text{Jy}$. Je prendrai donc cette limite pour construire mon échantillon, de sorte à analyser une sélection de sources $24\mu\text{m}$ non biaisée. Qui plus est, je veux travailler loin des régions contaminées par des objets très brillants et saturés où la photométrie serait de moins bonne précision. Après restriction de ces zones, je travaille finalement avec un échantillon de 29 395 sources détectées à $24\mu\text{m}$ avec $F_{24\mu\text{m}} > 80\mu\text{Jy}$ sur une surface de 1.68deg^2 .

La première information qu'il est possible d'obtenir sur cette population de sources MIPS à $24\mu\text{m}$ est la courbe de comptages différentiels, qui nous donne une information sur la quantité de sources détectées en fonction du flux $24\mu\text{m}$ de la source. Ce travail préliminaire que j'ai mené lors de mon stage de master 2 a été intégré par Emeric Le Floc'h à son étude sur les galaxies lumineuses enfouies dans la poussière où il compare les résultats obtenus avec les données $24\mu\text{m}$ du champ COSMOS à des modèles de formation de galaxie (Le Floc'h et al. 2009). La Fig. 4.1 illustre justement les comptages différentiels de sources $24\mu\text{m}$ normalisés à la pente euclidienne (cf chapitre 1) dans le champ COSMOS.

Ces comptages sont comparés à ceux de Papovich et al. (2004) dont l'étude est basée sur les programmes de temps garanti MIPS, et à ceux de Chary et al. (2004), qui utilisent des observations profondes dans le champ ELAIS-N1. Les résultats de Le Floc'h et al. (2009) sont globalement en accord avec ces deux autres études aux barres d'erreurs près. Les variations observées entre ces trois courbes de comptages proviennent vraisemblablement des effets de la variance cosmique entre ces différents champs observés avec *Spitzer*. A fort flux ($F_{24\mu\text{m}} > 3\text{mJy}$), le catalogue obtenu en dehors des zones masquées du champ COSMOS (et donc sur une surface de 1.68deg^2), sous-estime la densité de sources par rapport aux comptages obtenus pour le champ complet (soit 1.94deg^2), comme le montre la comparaison des courbes bleue et noire, respectivement, sur la Fig. 4.1. De plus, le pic observé dans la courbe de comptage aux alentours de $F_{24\mu\text{m}} \sim 0.2\text{mJy}$ n'est pas artificiel et dû par exemple à l'incomplétude du catalogue $24\mu\text{m}$, mais a déjà été observé par des études précédentes (Papovich et al. 2004; Chary et al. 2004). Ce pic important correspond au fait que les comptages chutent rapidement à faible flux, ce qui signifie que la plupart des sources sont facilement détectables à $24\mu\text{m}$ dans le champ COSMOS. Cet argument a été également avancé par Papovich et al.

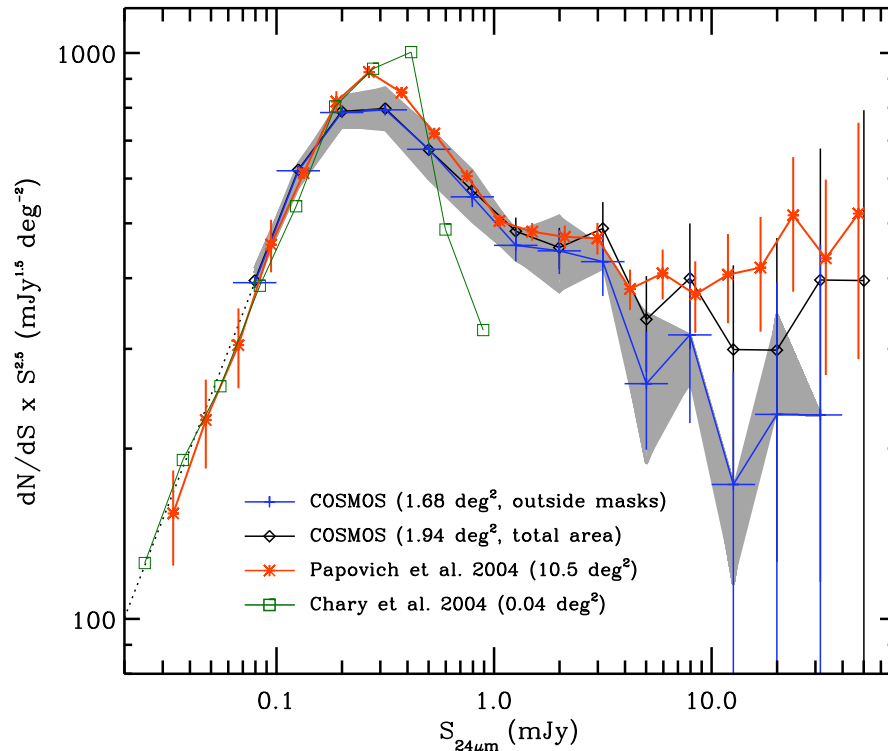


FIGURE 4.1 – Courbes de comptages différentiels normalisés à la pente euclidienne des sources $24\mu\text{m}$ pour le champ COSMOS en dehors des régions masquées (symboles "plus" bleus). La bande grisée correspond à une addition de $\pm 5\%$ sur la photométrie. Les comptages obtenus par Papovich et al. (2004) [asterisque rouge] et Chary et al. (2004) [symboles "plus" verts] ont été ajoutés pour comparaison. Les barres d'erreurs sont simplement les erreurs poissonniennes, obtenues pour les sources MIPS, ainsi que pour le catalogue de Papovich et al. (2004). La ligne en pointillés montre l'extrapolation des comptages COSMOS pour des flux plus faibles que $80\mu\text{Jy}$. *Figure tirée de Le Floc'h et al. (2009).*

(2004) qui extrapolent leur courbe de comptages jusqu'à $60\mu\text{Jy}$. Ils soutiennent le fait que les sources MIPS- $24\mu\text{m}$ avec $F_{24\mu\text{m}} > 60\mu\text{Jy}$ résolvent près de 70% du fond à $24\mu\text{m}$.

Le second catalogue qui m'intéresse est le catalogue optique de Ilbert et al. (2009), comprenant plus de deux millions de sources du champ COSMOS. Ce catalogue donne accès à la photométrie de mes sources dans 30 bandes, allant de l'UV à l'IR, ainsi qu'à des redshifts photométriques de grande qualité. Bien que les redshifts photométriques soient moins précis que les redshifts spectroscopiques, ils sont largement utilisés car ils ont l'avantage d'être obtenus pour toutes les sources d'un catalogue multi-longueur d'onde (cf chapitre 3).

Les redshifts photométriques d'Ilbert et al. (2009) ont été obtenus à partir de l'étude dans 30 bandes dans un domaine multi-longueur d'onde, allant de l'UV (GALEX), en passant par le visible-infrarouge proche (Subaru, CFHT, UH88, UKIRT et NOAO), à l'infrarouge moyen (Spitzer).

Les données atteignent des profondeurs de 23.7 en magnitudes J_{AB} et K_{AB} avec une détection à 5σ . La bande de référence pour la détection des sources est la bande i^+ car elle est la plus profonde du catalogue : $i^+ \approx 26.2$ pour une source ponctuelle détectée à 5σ (cf Annexe B pour le détail de la profondeur des filtres dans chaque bande des catalogues Capak et al. (2007) et Ilbert et al. (2009)).

Le très bon accord de leur résultat entre les redshifts photométriques de Ilbert et al. (2009) et les redshifts spectroscopiques disponibles dans COSMOS est visible à la Fig. 4.2. L'accord est excellent à bas redshift où la dispersion est très faible, $\sigma_{\Delta z/(1+z)} = 0.012$ pour $i^+ < 24$ et $z < 1.25$ (Ilbert et al. 2009; Le Floch et al. 2009).

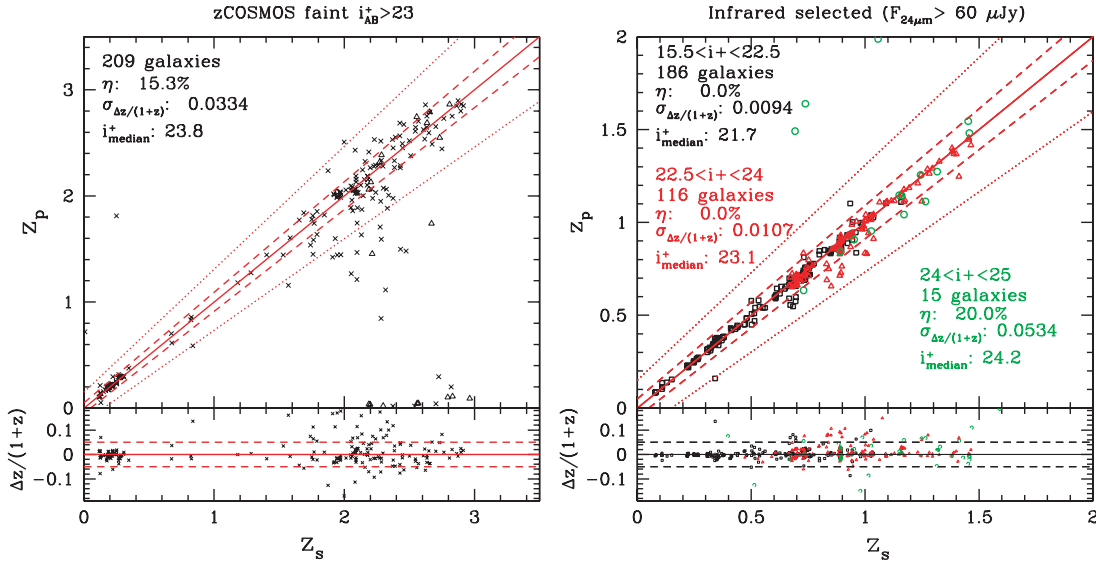


FIGURE 4.2 – Comparaison entre redshift photométrique z_p et redshift spectroscopique z_s dans le champ COSMOS. On voit un très bon accord entre ces deux quantités jusqu'à $z \sim 1.5$. *Figure tirée de Ilbert et al. (2009)*

Comme je l'ai mentionné précédemment, les redshifts photométriques sont moins précis que les redshifts spectroscopiques. Cependant, à l'époque où j'ai mené cette étude, z-COSMOS, le relevé de redshifts spectroscopiques du champ COSMOS, n'était pas disponible pour toute la communauté. Par conséquent, j'ai travaillé avec un échantillon de redshift spectroscopiques limités dans le champ COSMOS par la luminosité des galaxies avec $i^+ = 22.5$ pour $z < 1.25$. Ce qui signifie que beaucoup de galaxies n'ont pas de redshift spectroscopique. Par exemple pour le champ COSMOS, 30 000 redshifts spectroscopiques sont obtenus alors que 607 617 galaxies sont observées avec $i^+ < 26$.

4.3 Construction de l'échantillon final

Pour pouvoir étudier les propriétés physiques de mes sources, j'ai besoin d'avoir accès à leur redshift. Je cherche également à avoir accès à des données multi-longueurs d'ondes pour chaque source du catalogue $24\mu\text{m}$. Je cherche donc la contrepartie optique de chacune des sources MIPS dans le catalogue d'Ilbert et al. (2009), ce qui me donne alors accès, pour chaque source avec contrepartie, à son redshift photométrique et à la photométrie dans 30 bandes.

Pour identifier les contreparties optiques des sources MIPS, j'ai utilisé la même procédure que celle décrite par Le Floch et al. (2009). La densité de sources du catalogue optique étant beaucoup trop importante (plus de deux millions de sources dans le catalogue optique contre environ 30 000 sources de notre catalogue MIPS de départ), une cross-corrélation directe entre le catalogue $24\mu\text{m}$ et le catalogue optique aurait été trop périlleuse et aurait conduit

à de nombreuses fausses identifications. J'ai donc décidé de procéder à une première cross-corrélation avec le catalogue en bande K de McCracken et al. (2010) pour minimiser les risques de fausses identifications. En effet, la densité de sources du catalogue en bande K est plus faible que celle du catalogue optique. Qui plus est, ce catalogue est également suffisamment profond (5σ à $K_s = 23.7$) pour permettre une quasi-totale identification des sources 24 μm . Une autre alternative pour cette cross-corrélation aurait été d'utiliser le catalogue NIR des bandes IRAC (3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm). Cependant, les observations en bande K ont été menées avec une meilleure qualité du ciel, ce qui se traduit par une PSF beaucoup plus étroite que celle obtenue dans les autres bandes NIR de COSMOS, nous permettant ainsi une meilleure identification dans les zones du champ où la densité de sources en bande K est très importante. J'ai utilisé un rayon de 2" lors de cette cross-corrélation, meilleur compromis entre un taux faible de sources non identifiées (rayon trop petit) et de sources associées à de fausses identifications (rayon trop grand). Sur les 29 395 MIR sources de notre échantillon MIPS initial, seulement 765 n'ont pas pu être identifiées avec une contrepartie en IR-proche.

Dans un second temps, j'ai mené une corrélation entre ces sources tout juste identifiées avec la bande K_s et le catalogue sélectionné en bande i^+ de redshifts photométriques d'Ilbert et al. (2009) avec un rayon de 1". A la fin de cette deuxième étape de la corrélation, et au vu de la profondeur du catalogue COSMOS en bande i^+ (e.g., Capak et al. 2007), 1306 sources MIPS n'ont pas pu être associées à une source du catalogue optique. Ceci signifie par conséquent que plus de 95% des sources du catalogue MIPS ont une contrepartie optique et un redshift.

Dans le cas où deux contreparties optiques étaient envisageables dans le rayon que j'ai autorisé pour la cross-corrélation, j'ai décidé de garder la source du catalogue optique la plus proche de la position de la source 24 μm . Dans 60% des cas en effet, le centroïde de cette source était deux fois plus proche que la deuxième contrepartie possible.

Qui plus est, Ilbert et al. (2009) offre également la liste des sources COSMOS détectées avec XMM (e.g., Brusa et al. 2010, 2007; Salvato et al. 2009), ce qui me permet par conséquent d'éliminer systématiquement les sources AGNS détectées en rayons-X de mon échantillon final jusqu'à une limite de flux de $S_{0.5-2keV} = 5 \times 10^{-16}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, soit au final moins de 4% de mes sources.

Les résultats de mes cross-corrélations sont en excellent accord avec Le Floc'h et al. (2009). D'ailleurs, lorsque je décris l'échantillon de sources sélectionnées à 24 μm à la section 4.4, je fais référence aux résultats de Le Floc'h et al. (2009) comme s'il s'agissait de mon échantillon.

4.4 Caractéristique de cet échantillon à 24 μm

La Fig. 4.3 montre la distribution en redshift des sources MIPS-24 μm de l'échantillon de Le Floc'h et al. (2009), identique à mon échantillon. Cette figure montre la distribution de toutes les sources détectées jusqu'à $F_{24\mu\text{m}} = 80 \mu\text{Jy}$ et pour des magnitudes en bande i^+ telles que $i^+ < 24$ en rouge, $i^+ < 25$ en bleu et $i^+ < 26$ en vert. La contribution des sources qui n'ont pas de contrepartie optique et donc pas de redshift est montrée par la zone grisée à l'extrême droite du diagramme. Les sources plus brillantes que $i^+ > 20$ ont été éliminées de l'échantillon pour minimiser les effets des grandes structures à bas redshifts. Cette distribution de redshift pour $z < 0.4$ doit être analysée avec précaution vu le faible volume comobile du champ COSMOS à ces bas redshifts.

La Fig. 4.3 met en évidence que la quasi-totalité des sources 24 μm plus brillantes que 80 μJy est associée à une source optique plus brillante que $i^+ = 24$ à $z < 1$. Les redshifts photométriques de Ilbert et al. (2009) étant très fiables jusqu'à des magnitudes de $i^+ \sim 25$, la distribution en redshift de ces sources 24 μm à $z < 1$ est vraiment robuste. A $z > 1$, il est clair

sur la Fig. 4.3 que les sources plus faibles ($24 < i^+ < 26.5$) dominent la distribution en redshift. Pour quantifier l'impact des erreurs dues aux incertitudes sur les redshifts photométriques, sur la variance cosmique et aux erreurs sur les flux $24\mu\text{m}$ sur la distribution en redshift, Le Floc'h et al. (2009) ont simulés 5000 distributions en redshifts dans quatre sous-régions du champ COSMOS (i.e quatre sous-divisions du champ COSMOS de $\sim 0.4\text{ deg}^2$ chacune). Le Floc'h et al. (2009) trouvent alors que la distribution en redshift obtenu à la Fig. 4.3 pour la surface de 1.68 deg^2 est robuste jusqu'à $z\sim 3$ avec une marge d'erreur de $\sim 20\%$.

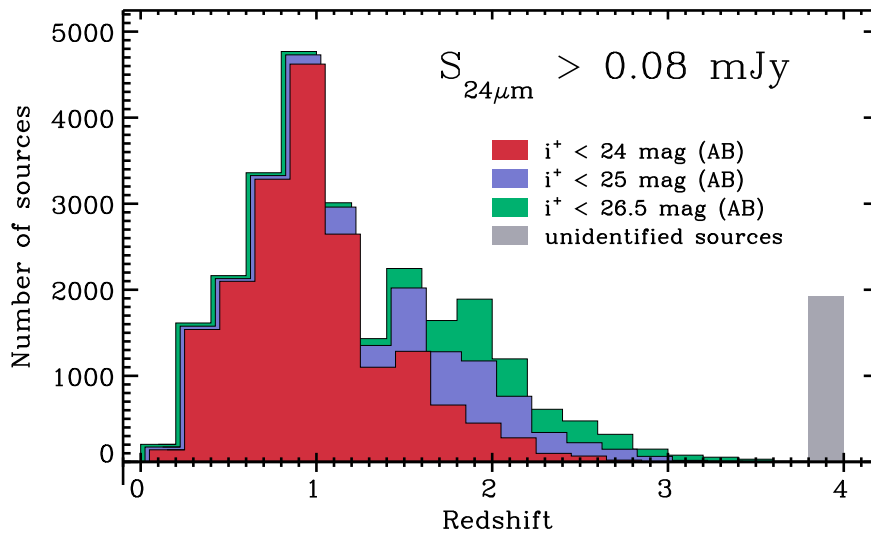


FIGURE 4.3 – Distribution en redshift des sources MIPS- $24\mu\text{m}$ avec $F_{24\mu\text{m}} > 80\mu\text{Jy}$ (le flux est notée S sur la figure) pour trois intervalles de magnitude i^+ comme indiqué sur la figure. La contribution des sources sans contrepartie optique et donc sans redshift est indiquée par la zone grisée à l'extrême droite de la figure. *Figure tirée de Le Floc'h et al. (2009).*

Pour conclure ce chapitre, je montre un autre résultat très intéressant de Le Floc'h et al. (2009) à la Fig. 4.4. Cette figure montre la distribution totale des sources $24\mu\text{m}$ dans COSMOS vérifiant $F_{24\mu\text{m}} > 80\mu\text{Jy}$ comparée avec les prédictions du modèle de Lacey et al. (2008). Lacey et al. (2008) décrivent quelques propriétés attendues des sources $24\mu\text{m}$ à partir d'un modèle semi-analytique basé sur la croissance hiérarchique des halos de matière noire. Il est intéressant de noter sur la Fig. 4.4 que leurs modèles prédisent un excès de sources à $z\sim 2$ alors qu'il y a un manque certain de sources simulées à $z\sim 1$. Ils prédisent en effet environ deux fois moins de sources à $z\sim 1$ que le nombre de sources observées par Le Floc'h et al. (2009). La population de sources sélectionnées à $24\mu\text{m}$ est donc mal expliquée par les modèles. Il est justement intéressant d'étudier ces galaxies dans le but de mieux comprendre cette population.

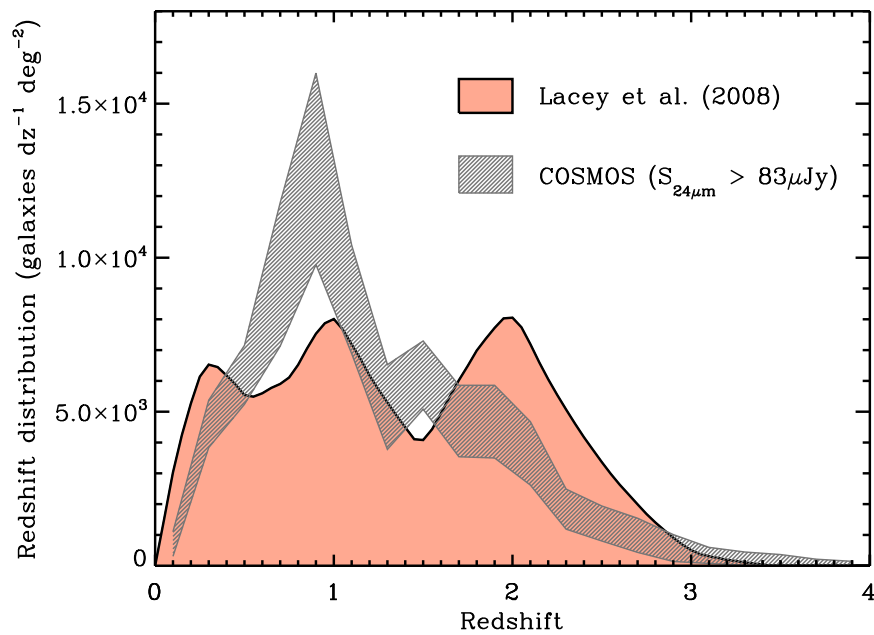


FIGURE 4.4 – Distribution en redshift des sources MIPS-24 μm avec $F_{24\mu\text{m}} > 83 \mu\text{Jy}$ (le flux est notée S sur la figure) et comparé au modèle de Lacey et al. (2008). Les erreurs sur la distribution en redshift du champ COSMOS (zone hachurée en gris) viennent des effets de la variance cosmique et des erreurs de Poisson. Il est visible sur cette figure que le modèle sur-prédit le nombre de source à $z \sim 2$ et sous prédit le nombre de galaxies à 24 μm à $z \sim 1$. *Figure tirée de Le Floch et al. (2009).*

CHAPITRE 5

Critères optiques et NIR

5.1 Le critère BzK

5.1.1 Description du critère de Daddi et al. (2004)

Daddi et al. (2004) proposent un critère deux couleurs simple basé sur les magnitudes en bandes B, z et K et qui sélectionne des galaxies à $1.4 \leq z \leq 2.5$.

Ils définissent la variable BzK de la manière suivante :

$$BzK = (z - K)_{AB} - (B - z)_{AB}. \quad (5.1)$$

Les magnitudes sont calculées en système AB (cf Annexe A pour plus de détails sur ce système de magnitude).

Cette variable BzK permet de sélectionner les galaxies formant activement des étoiles avec $z > 1.4$ en utilisant la relation suivante :

$$BzK \geq -0.2 \quad (5.2)$$

En revanche, les systèmes qui subissent une évolution passive avec $z > 1.4$ satisfont le critère suivant :

$$\begin{aligned} BzK &< -0.2 \\ (z - K)_{AB} &> 2.5 \end{aligned} \quad (5.3)$$

Ces deux classes de galaxies BzK, à savoir les BzK formant activement des étoiles, ou *Star-Forming* BzK, et les BzK passives, sont représentées à la Fig. 5.1 par des triangles pleins et des ronds pleins respectivement. Cette figure, tirée de Daddi et al. (2004), montre également une limite en pointillés pour séparer les étoiles des galaxies dans leur échantillon. Les symboles pleins correspondent à des sources avec un redshift spectroscopique confirmé. Les rectangles vides correspondent aux sources avec un redshift photométrique $z_{\text{phot}} > 1.4$.

Daddi et al. (2004) ont testé ce critère de manière empirique sur les 504 galaxies avec redshift spectroscopique du relevé K20 ($K < 20$), dont 32 objets sont situés à $z > 1.4$. Ils ont confirmé leurs résultats par des simulations avec les modèles de populations stellaires synthétiques de Bruzual and Charlot (2003). Ils ont montré que les populations considérées actives et passives de ces modèles suivaient bien le critère et étaient correctement sélectionnées. Ils ont également analysé d'autres relevés de galaxies, comme le GDDS ou des sélections de galaxies GOODS avec redshifts photométriques pour valider complètement leur critère. De plus, ils soulignent que leur critère reste efficace pour sélectionner les galaxies formant activement des étoiles et les galaxies passives même en cas de forte extinction par la poussière. Je reviendrai sur ce point à la sous-section 5.1.3 où je regarde la validité de ce critère par

rapport à un échantillon de sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$, et donc potentiellement fortement affectées par la poussière.

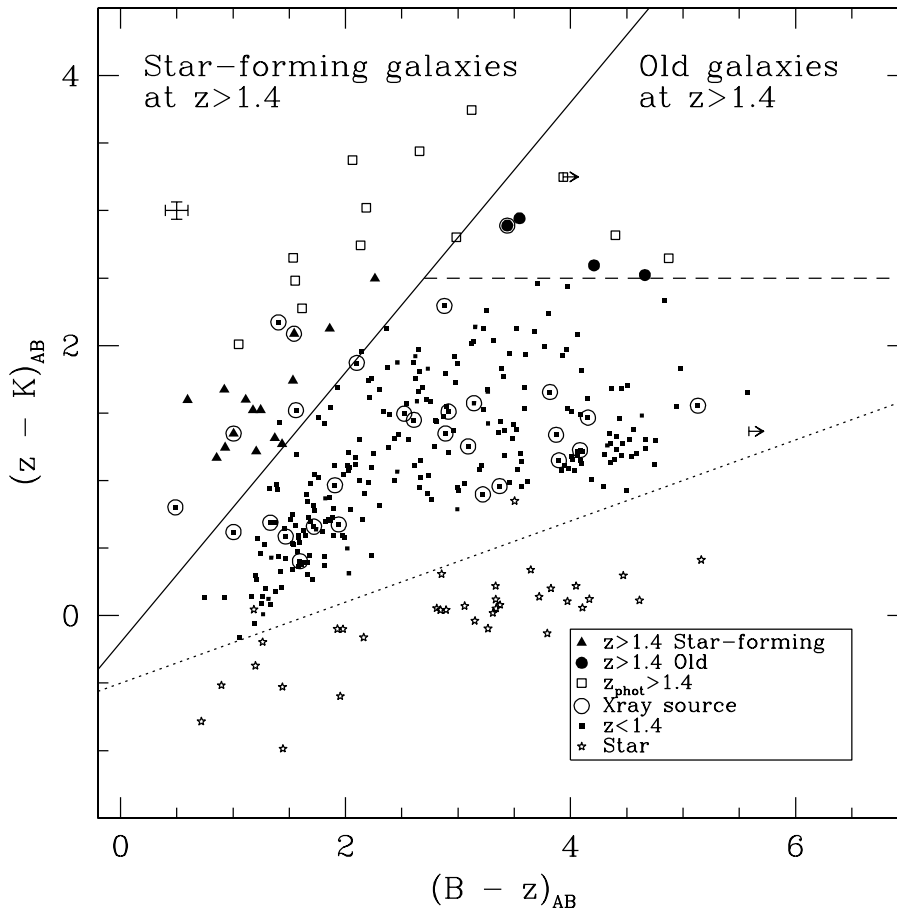


FIGURE 5.1 – Diagrammes BzK de Daddi et al. (2004). Distribution des galaxies du champ GOODS du relevé K20 dans le diagramme $(z-K)$ en fonction de $(B-Z)$. Les galaxies à formation d'étoiles et avec $z > 1.4$ sont en haut à gauche du diagramme. Les galaxies passives avec $z > 1.4$ sont dans le coin supérieur droit. La ligne pointillée du bas du diagramme permet de séparer les étoiles (sous cette ligne démarcation) des autres sources. Tirée de Daddi et al. (2004)

Les galaxies MIPS $24 \mu\text{m}$ forment pour la plupart activement des étoiles. Les galaxies BzK dites passives sont vraiment minoritaires, si bien que dans la suite de ce manuscrit, lorsque je fais référence au critère BzK, je parle du critère BzK des galaxies star-forming.

Daddi et al. (2004) précisent que les échantillons de galaxies sélectionnées avec son critère peuvent très bien être pollués par des sources X, ie. des AGNs, car une technique de sélection similaire avait été proposée pour identifier des QSOs lumineux (Sharp et al. 2002). Je ne suis pas concernée par cette remarque puisque j'ai éliminé les sources détectées en X de mon échantillon (cf chapitre 4).

Ce critère semble très efficace et peu biaisé, mais il se peut qu'il soit très incomplet du fait de la faible profondeur du relevé de Daddi et al. (2004). En effet, la profondeur de leur bande K ($K < 20$) est un critère très restrictif et ils ne travaillent ici qu'avec les galaxies les plus brillantes en bande K, ce qui peut finalement apporter un biais dans ce critère. Le champ

COSMOS permet des observations très profondes dans plusieurs bandes et notamment dans la bande K, atteignant $K_s < 23.6$. Je montrerai à la sous-section suivante (section 5.1.3) et au chapitre 7 comment la profondeur de la bande K peut affecter mes résultats.

5.1.2 Adaptation du critère BzK à nos filtres COSMOS

Les filtres B, z et K disponibles dans COSMOS diffèrent légèrement de ceux utilisés dans l'étude de Daddi et al. (2004). En effet, Daddi et al. (2004) ont basé leur étude sur une combinaison de filtres ACS/HST et VLT. Les filtres COSMOS sont une combinaison des filtres Subaru et NOAO (cf Annexe B).

Pour une utilisation optimale de ce critère, je décide d'adapter le critère BzK de Daddi et al. (2004) aux filtres COSMOS. McCracken et al. (2010) ont mené une étude complexe montrant la non-linéarité de la photométrie BzK dans COSMOS. J'ai décidé ici de ne pas appliquer leur adaptation du critère BzK au champ COSMOS mais de trouver une alternative plus simple mais en accord avec les résultats de l'étude de McCracken et al. (2010). J'applique un décalage de +0.1 sur la variable BzK pour l'adapter au mieux au filtres COSMOS. Je vais dans un premier temps expliquer comment ce décalage a été calculé. Je vérifierai ensuite qu'il est bien compatible avec les résultats obtenus par la méthode de McCracken et al. (2010).

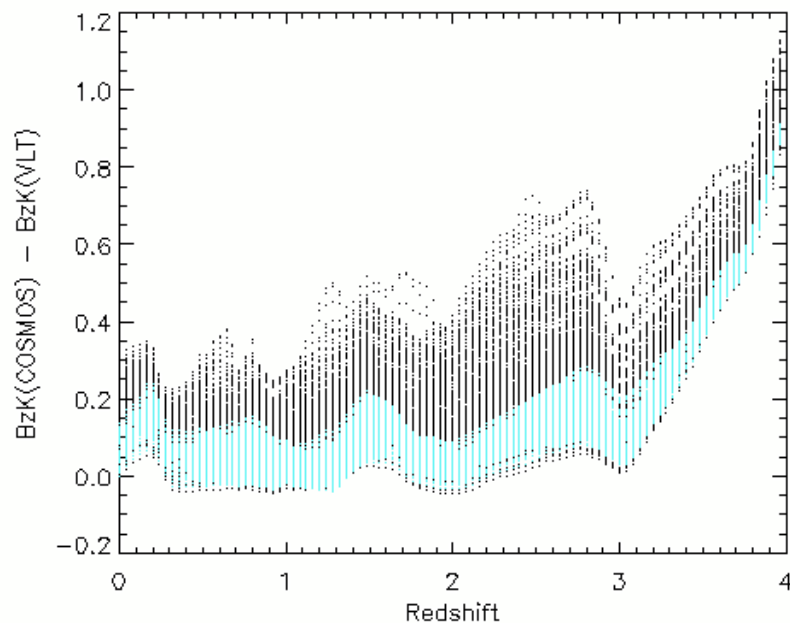


FIGURE 5.2 – Différences entre BzK_{COSMOS} et BzK_{Daddi} en fonction du redshift à partir des templates de Ilbert et al. (2009). Les courbes noires correspondent à tous les templates et sans ajouter d'extinction. Les courbes cyan sont obtenues pour les templates de galaxies star-forming et avec une extinction $E(B-V) < 0.3$ en utilisant la loi de Calzetti et al. (2000).

La Fig. 5.2 montre l'évolution de la différence $BzK_{COSMOS} - BzK_{Daddi}$ en fonction du redshift. La valeur moyenne de cette différence (+0.1) donne le décalage à appliquer entre la variable BzK de l'étude de Daddi et al. (2004) et la variable BzK valable dans le champ COSMOS. Il est vrai que la dispersion autour de la valeur de ce décalage est aussi grande que le décalage lui-même. Néanmoins je garde cette valeur pour transformer le critère BzK

en un critère adapté au champ COSMOS. Pour comparer mes résultats avec la méthode de McCracken et al. (2010), j’ai calculé les comptages des sources considérées star-forming BzK dans le catalogue optique de Ilbert et al. (2009). J’ai ensuite pu comparer ces comptages à ceux obtenus par McCracken et al. (2010). J’obtiens un très bon accord entre les deux courbes de comptages, excepté à très faible K (i.e $K_s < 20$). Ce léger décalage provient sans doute du fait que le catalogue de Ilbert et al. (2009) est sélectionné en bande I alors que celui de McCracken et al. (2010) est sélectionné en bande K.

Dans la suite de ce manuscrit, lorsque je fais référence à la variable BzK ou au critère BzK, je parle en fait de critère BzK adapté au champ COSMOS et que je rappelle ici :

$$BzK \geq -0.1 \quad (5.4)$$

5.1.3 Les galaxies $24\mu m$ sélectionnées BzK

Je peux maintenant appliquer de manière sûre ce critère “BzK modifié” à mon échantillon de sources sélectionnées à $24 \mu m$. Sur les 7227 sources MIPS dont le redshift se situe dans l’intervalle $1.4 < z < 2.5$, je trouve que 6623 objets satisfont le critère BzK. Cette fraction représente 92% de la population MIPS totale à ces redshifts. La Fig. 5.3a montre la distribution en redshift des sources sélectionnées par le critère BzK (en rouge) et comparée à la distribution en redshift de toutes les sources MIPS dont le flux à $24 \mu m$ est supérieur à 0.08 mJy (trait épais noir). Cette figure montre très bien la grande efficacité du critère BzK et notamment sur l’intervalle de redshift $1.4 < z < 2.5$ où ce critère est optimal.

Les chiffres donnés précédemment montrent la grande efficacité du critère BzK à sélectionner les sources dans cet intervalle de redshift et soulignent également que ce critère est peu affecté par l’extinction due à la poussière. Le fait que ce critère soit insensible à l’extinction est d’ailleurs une bonne explication pour la grande efficacité du critère BzK à sélectionner les galaxies $24 \mu m$ à haut redshift. En effet, le vecteur d’extinction évolue parallèlement à la droite $BzK = -0.1$ dans le diagramme BzK. Ce critère permet donc de sélectionner les sources de mon échantillon qui sont enfouies dans la poussière et donc fortement obscurcies à la seule condition qu’elles soient détectées en bande K, dans le cas bien sûr de mes sources détectées à $24 \mu m$.

La Fig. 5.3a met en avant le fait que le nombre de contaminants à $z < 1.4$ est négligeable. Qui plus est, le peu de sources qui ne sont pas sélectionnées comme BzK mais qui sont pourtant dans l’intervalle de redshift concerné, i.e. $1.4 < z < 2.5$, se trouvent juste sous la limite de sélection ($BzK = -0.1$), comme le montre la Fig. 5.3b. Cela signifie que la légère incomplétude du critère BzK peut s’expliquer par les erreurs de photométrie sur les bandes en optique et IR-proche. Ces erreurs pourraient alors “pousser” les sources avec un redshift dans l’intervalle $1.4 < z < 2.5$ sous la ligne de démarcation du critère. Cette incomplétude pourrait également s’expliquer par les erreurs, certes faibles, sur les redshifts photométriques. Ces erreurs rendent un peu moins certaines les bornes de l’intervalle $1.4 < z < 2.5$ et pourraient donc affecter la complétude de la sélection BzK.

Je remarque que 84% des sources MIPS à plus haut redshift, $2.5 < z < 3$, sont toujours considérées comme BzK (cf Fig. 5.3a). Cela suggère que le critère BzK peut être étendu à plus haut redshift sans perdre de sa validité et de son efficacité.

Il est important de noter l’importance de la qualité des observations et notamment de la profondeur en bande K pour la bonne validité du critère. En effet, le fait que le critère

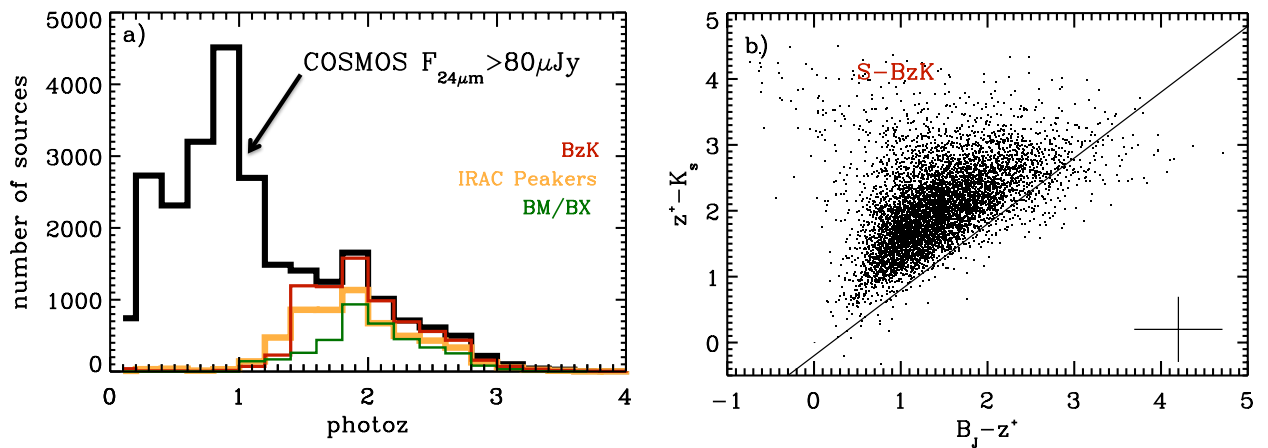


FIGURE 5.3 – **Sur la gauche** : Distribution en redshift des sources MIPS identifiées par les critères BzK (en rouge), BM/BX (en vert) et IRAC Peakers (en orange) comparée à la distribution en redshift obtenue pour l'échantillon complet de sources COSMOS sélectionnées telles que $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy (trait noir épais). **Sur la droite** : distribution des sources MIPS vérifiant $1.4 < z_{phot} < 2.5$ dans le diagramme BzK. Les sources star-forming BzK (S-BzK) sont identifiées comme étant au dessus de la ligne solide diagonale.

BzK soit aussi efficace à sélectionner les sources $24 \mu m$ de mon échantillon vient surtout de la grande profondeur des observations en optique et en proche-IR disponibles dans le champ COSMOS. En effet, un nombre non négligeable de sources $24 \mu m$ sont associées à des contreparties optiques très faibles. Je montre à la table 5.1.3 comment la profondeur disponible en bande K pour les observations affecte la complétude du critère BzK. Si les données disponibles avaient été moins profondes en bande K, le nombre de sources MIPS sélectionnées par le critère BzK aurait été largement plus faible. En effet, si je restreins mon échantillon à une magnitude en bande K à $K_s=22$, $K_s=22.5$, et $K_s=23$, alors seulement 42%, 72% ou 89% des sources MIPS avec $1.4 < z < 2.5$ auraient été sélectionnées par le critère BzK. Or il est bien connu aujourd'hui que les sources lumineuses mais fortement enfouies dans la poussière contribuent de manière non négligeable à la densité de formation stellaire à redshift $z \sim 2$ (Caputi et al. 2007; Rodighiero et al. 2010). Cet argument, combiné avec les résultats de la table 5.1.3, souligne le réel besoin d'observations suffisamment profondes en IR-proche, notamment quand le but est de sonder les populations de galaxies à formation d'étoiles à haut redshift à l'aide du critère BzK.

Profondeur observations	$K_s = 22$	$K_s = 22.5$	$K_s = 23$	$K_s = 23.6$
% sources $24 \mu m$ sélectionnées BzK avec $1.5 < z < 2.8$	42	72	89	92

TABLE 5.1 – Importance de la profondeur des observations en bande K pour une grande efficacité du critère BzK.

Pour conclure cette sous-section, je tiens à rappeler que je n'ai pas réussi à obtenir de contrepartie optique dans le catalogue de Ilbert et al. (2009) pour 4% du tout premier échantillon de sources $24 \mu\text{m}$ que j'ai décrit au chapitre 4. Je n'ai donc aucune information sur les couleurs et sur le redshift de ces 4% de sources. Ces sources n'ont pas pu être associées à une contrepartie optique du fait de leurs très faibles magnitudes à courtes longueurs d'ondes. J'en déduis que ces galaxies se trouvent fort probablement à des redshifts $z > 1$. Si je suppose que ces galaxies se situent à $1.4 < z < 2.5$, alors elles représenteraient 14% de la population des sources MIPS de cet intervalle de redshift. Cela signifie que dans l'hypothèse où ces sources seraient bien dans l'intervalle de redshifts d'étude des BzK, la fraction de sources MIPS sélectionnées par le critère BzK dans cet intervalle, diminuerait de 92% à $\sim 78\%$.

5.2 Le critère BM/BX

5.2.1 Description du critère de Adelberger et al. (2004)

Un des premiers critères de "sélection en couleur" a été proposé par Steidel et al. (2003) en utilisant les bandes U_n , G et R pour sélectionner des galaxies se trouvant dans le domaine de redshift $3 < z < 4$ grâce à la présence de la discontinuité de Lyman dans leur distribution spectrale d'énergie. Deux autres critères ont été proposés par la suite pour sélectionner des galaxies à plus bas redshift en utilisant les deux même couleurs U_n -G et G-R (Steidel et al. 2003; Adelberger et al. 2004) : le critère BM et le critère BX, qui sélectionnent respectivement les galaxies entre $1.4 \leq z \leq 2.1$ et entre $1.9 \leq z \leq 2.7$.

$$\begin{aligned}
 G - R &\geq -0.2 \\
 U_n - G &\geq G - R - 0.1 \\
 G - R &\leq 0.2(U_n - G) + 0.4 \\
 U_n - G &< G - R + 0.2
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\begin{aligned}
 G - R &\geq -0.2 \\
 U_n - G &\geq G - R + 0.2 \\
 G - R &\leq 0.2(U_n - G) + 0.4 \\
 U_n - G &< G - R + 1.0
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

La boîte de sélection correspondant au critère BX (Eq. 5.6) est visible en vert à la Fig. 5.4. Cette figure montre la validité du critère BX de Adelberger et al. (2004), soulignant que la plupart de leurs sources avec $1.0 < z < 2.7$ (i.e. les sources les plus foncées de la Fig. 5.4) se situent bien dans le trapèze vert.

Cependant, aux longueurs d'ondes utilisées par ces sélections, le champ COSMOS a été observé par le télescope CFH avec les filtres u^* , g^+ et r^+ , qui diffèrent de manière non négligeable des filtres utilisés par Steidel et al. (2004). Je ne peux donc pas appliquer le critère BM/BX directement à mes données. Il ne m'est également pas possible d'appliquer de simples corrections photométriques aux filtres COSMOS pour se retrouver dans une configuration similaire à celle de l'étude de Steidel et al. (2004) comme j'ai pu le faire avec le critère BzK. En effet la figure 5.5 montre le degré de dégénérescence des couleurs des templates dans le

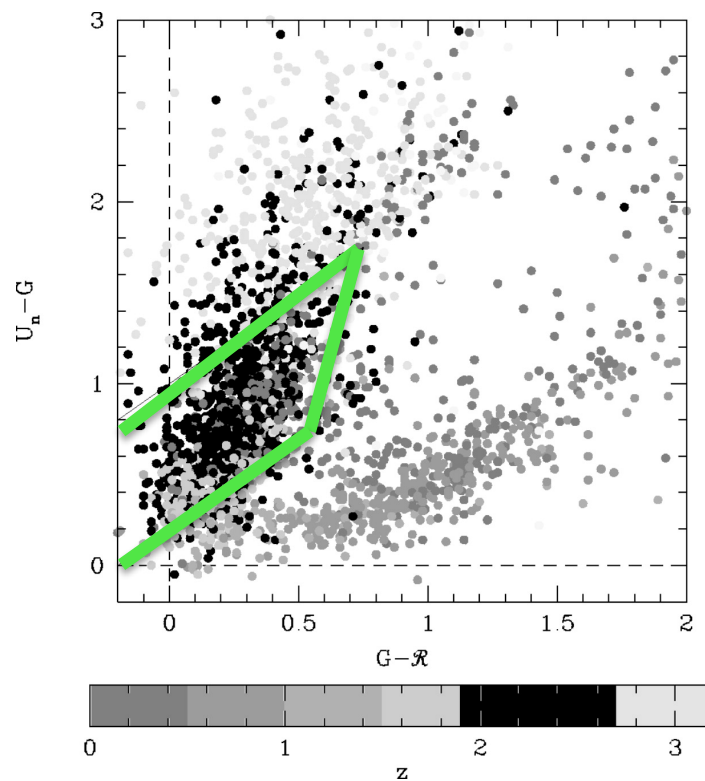


FIGURE 5.4 – Distribution de sources avec redshifts spectroscopiques dans le diagramme U_nGR . Les données présentées ici proviennent de différents relevés dans le HDF-N (Hubble Deep Field North). Le trapézoïde vert correspond au critère BX (Eq. 5.6) et sélectionne les galaxies avec $1.9 < z < 2.7$. Les points les plus foncés de ce diagramme (i.e ce même intervalle de redshift $1.9 < z < 2.7$) se situent bien en majorité dans cette boîte de sélection. *Tirée de Adelberger et al. (2004).*

diagramme U_nGR avec les bandes des filtres COSMOS. J'ai représenté en noir les boîtes de sélection BM (en bas dans le digramme) et BX (en haut dans le diagramme) de Adelberger et al. (2004). La Fig. 5.5 montre l'évolution en fonction du redshift des couleurs des templates de galaxies de type spirales (Sa-Sb en rouge, Sc-Sd en vert et galaxie à flambée de formation d'étoile ou *starbursts* SB en bleu) de Ilbert et al. (2009) dans le diagramme BM/BX. Les losanges représentent les templates aux redshifts $z=1.4$ et $z=2.7$ respectivement en bas et en haut de la figure. A l'origine, la droite noire diagonale inférieure correspond, dans l'étude de Adelberger et al. (2004), à $z\sim 1.4$, la droite diagonale du milieu à $z\sim 2$ et la droite diagonale supérieure à $z\sim 2.7$. Il est clair ici que les résultats obtenus avec les filtres COSMOS (i.e. les losanges) ne sont pas du tout en accord avec le critère de Adelberger et al. (2004) (i.e. les boîtes noires). Les templates différant beaucoup d'un type de galaxie à un autre, il m'est difficile de voir une tendance se dégager pour modifier légèrement les contours de la boîte de sélection de sorte à adapter ce critère au champ COSMOS. Je vais décrire au paragraphe suivant la méthode adoptée pour modifier au mieux ce critère.

5.2.2 Adaptation du critère BM/BX à nos filtres

Grazian et al. (2007) ont proposé une méthode alternative pour utiliser la sélection BM/BX avec des filtres autres que ceux de Steidel et al. (2004), en faisant appel aux couleurs

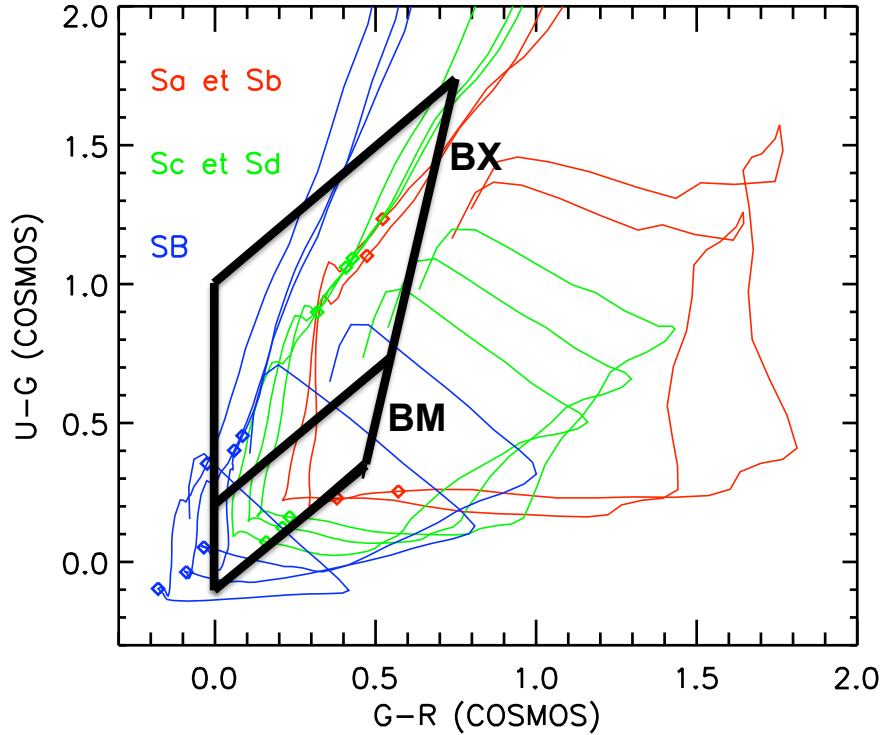


FIGURE 5.5 – Evolution des tracés de galaxies Sa-Sb (rouge), Sc-Sd (vert) et de galaxies Starbursts obtenues à partir du code BC 03 (SB, bleu). Les symboles losanges représentent les redshifts $z=1.4$ et $z=2.7$, qui sont les limites inférieures et supérieures de la boîte de Adelberger et al. (2004).

$u^* - V_J$ et $V_J - i^+$. Une fois encore, les filtres COSMOS diffèrent quelque peu de ceux utilisés dans l'étude de Grazian et al. (2007). J'ai par conséquent dû adapter le critère proposé par Grazian et al. (2007) en regardant l'évolution des tracés de galaxies en fonction du redshift dans le diagramme $u^*V_Ji^+$. J'ai regardé l'évolution des deux templates les plus utilisés par Ilbert et al. (2009) pour déterminer le redshift des sources du champ COSMOS dans le catalogue optique. J'ai également tenu compte de l'effet de l'extinction sur ces templates, en autorisant une extinction allant de $E(B - V) = 0$ jusqu'à $E(B - V) = 0.2$ selon la courbe d'atténuation de Calzetti et al. (2000). Ces démarches m'ont permis d'établir un nouveau critère comme je le montre à la Fig. 5.6. Les croix représentent, depuis le centre de la figure vers l'extérieur, les redshifts $z=0, 1, 1.5, 2, 2.8$ et 3 . La disposition des croix aux redshifts $z=1.5$ et $z=2.8$ m'ont amené à définir les limites inférieures et supérieures de ma nouvelle boîte $u^*V_Ji^+$ de la manière qui suit :

$$\begin{aligned} u^* - V_J &> 0.52(V_J - i^+) - 0.1 \\ u^* - V_J &< 2.5(V_J - i^+) + 1.0 \end{aligned} \quad (5.7)$$

J'ai ensuite pu déterminer les limites verticales de ce critère. J'ai choisis -0.25 pour la limite inférieure en couleur $V_J - i^+$. Il s'agit de la même limite que celle adoptée par Grazian et al. (2007). On note cependant que cette coupure a peu d'importance, car très peu de sources sont plus bleues que cette limite. Et enfin, en ce qui concerne la limite supérieure pour la couleur $V_J - i^+$, on impose la coupure qui suit, de manière à inclure les sources les plus rouges de notre diagramme (i.e. $E(B - V)=0.2$ mag) :

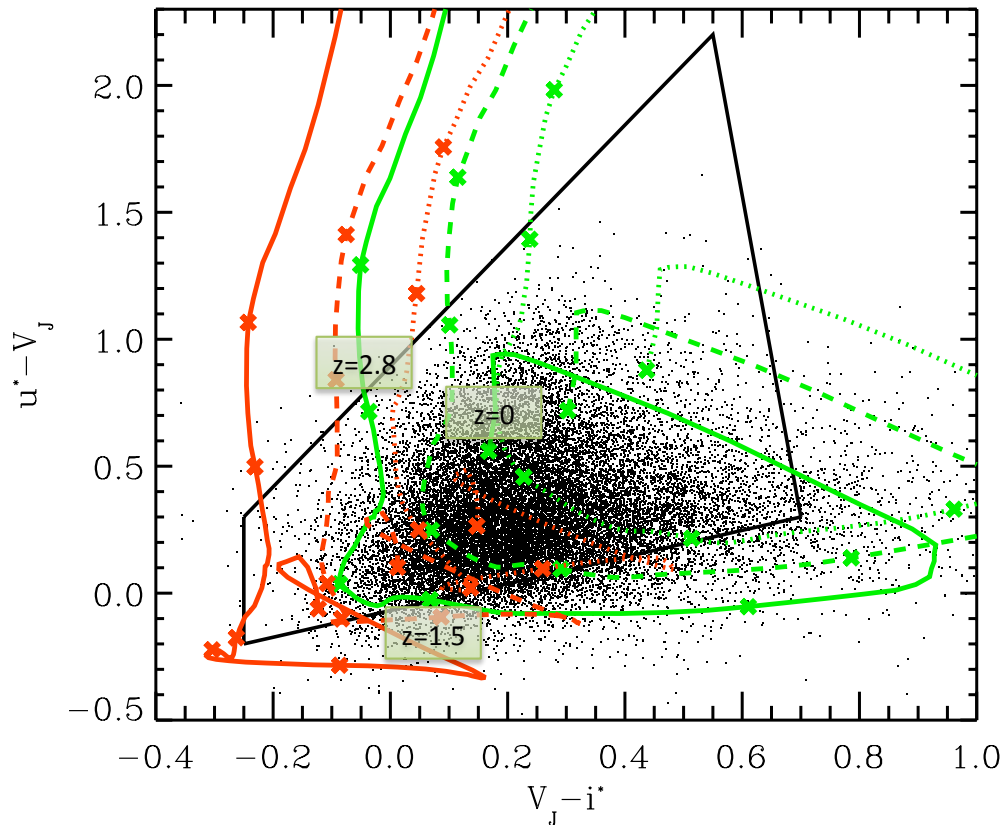


FIGURE 5.6 – Sélection de galaxies dans l’intervalle $1.5 < z < 2.8$ à partir de leurs couleurs $u^* - V_J$ et $V_J - i^+$. Les tracés de galaxies représentés par les courbes vertes et roses correspondent l’évolution en fonction du redshift des couleurs prédites par les templates de galaxies à formation d’étoiles les plus utilisés dans l’étude de Ilbert et al. (2009) pour déterminer les redshifts photométriques du champ COSMOS. Les courbes en trait plein correspondent à une évolution sans extinction. En revanche, les courbes en tirets et en pointillés montrent l’effet de l’extinction due à la poussière pour respectivement $E(B - V) = 0.1$ et 0.2 en se basant sur la loi de Calzetti et al. (2000). Les croix représentent respectivement, depuis le centre du diagramme vers l’extérieur, $z=0, 1, 1.5, 2, 2.8$ et 3 . La boîte noire représente les limites de mon critère BM/BX modifié. J’ai ajouté la distribution des sources sélectionnées en optique du catalogue COSMOS se trouvant à $1.5 < z < 2.8$ (points noirs, que j’ai restreints pour une plus grande clarté de la figure à un échantillon avec une limite en bande $i^+ < 25$ et avec des erreurs sur la photométrie inférieures à 0.1 mag sur les bandes u^* , V_J et i^+). Cette distribution de sources souligne le très bon accord de ma sélection BM/BX.

$$u^* - V_J < -12.5(V_J - i^+) + 9.0 \quad (5.8)$$

Tout comme l'avait soulevé Adelberger et al. (2004), les tracés de galaxie apparaissent fortement dégénérés dans le diagramme $u^*V_Ji^+$ (voir aussi Fig. 5.6). En effet, ce nouveau critère est fortement affecté par des contaminants à bas redshifts. De plus, l'extinction influe fortement l'évolution des tracés à plus haut redshift. Il a donc fallu trouver un juste milieu entre le nombre de contaminants à bas redshifts que je cherche à exclure et le nombre de sources fortement affectées par l'extinction que je cherche à sélectionner, en sachant que toutes ces sources se retrouvent dans la même zone du diagramme BM/BX. C'est en gardant cela à l'esprit que j'ai établi la limite supérieure de la nouvelle boîte BM/BX.

Pour vérifier la validité de mon critère, j'ai représenté sur la Fig. 5.6 les couleurs observées pour les galaxies COSMOS avec $z > 1$, pour éviter les contaminants à bas redshifts (Capak et al. 2007; Ilbert et al. 2009). Pour une plus grande clarté de la figure, j'ai choisi de ne représenter que les sources avec $i^+ < 25$ de manière à minimiser la dispersion due aux erreurs photométriques. Comme observé avec les tracés de galaxies, ce nouveau critère BM/BX est bien adapté à l'identification de sources optiquement sélectionnées à $1.5 < z < 2.8$. En effet, sur 28 141 sources sélectionnées en bande i^+ et satisfaisant $i^+ < 25$ dans cet intervalle de redshift, 24 826 sont sélectionnées par notre critère BM/BX, soit 88% de la population.

Une autre approche aurait été possible pour appliquer le critère BM/BX au champ COSMOS. J'aurais pu utiliser les mêmes couleurs qu'Adelberger et al. (2004) en les exprimant dans le champ COSMOS. Pour cela, il m'a fallu calculer pour chaque sources la magnitude théorique qu'elle aurait eu dans les filtres de l'étude de Adelberger et al. (2004). J'ai utilisé le code Le Phare de Stéphane Arnouts & Olivier Ilbert que je décrirai plus en détails dans la partie III de ce manuscrit. Il s'agit d'un ensemble de commandes fortran utilisées pour obtenir les redshifts photométriques de sources par la méthode du "SED fitting". La première étape de ce code permet de calculer, à partir de bibliothèques de densité spectrale d'énergie et de filtres correspondant aux bandes recherchées, des magnitudes théoriques. Une fois les magnitudes théoriques de mes sources COSMOS obtenues pour les filtres U_N , G et R, j'ai appliqué le critère de Adelberger et al. (2004) à mon échantillon. Je trouve alors que seulement 66% des sources COSMOS du catalogue optique de Ilbert et al. (2009) sont sélectionnées par le critère BM/BX de Adelberger et al. (2004). Cette faible fraction de sources proprement sélectionnées par cette méthode est due à un manque de contraintes des ces templates dans le domaine UV. Ce genre d'étude basée sur les critères "couleur-couleur" est beaucoup trop dépendant des templates utilisés pour être facilement applicable à d'autres échantillons que celui à partir duquel ils ont été construits.

Par conséquent, je déduis ici que la construction de mon propre critère (88% de sources du catalogue optique sont sélectionnées) s'avère être un moyen plus robuste pour sélectionner des sources à $1.5 < z < 2.8$ et c'est par conséquent l'approche que je décide de retenir pour la suite de mon étude.

5.2.3 Les galaxies $24\mu m$ sélectionnées BM/BX

La distribution en redshift que j'ai montrée à la Fig. 5.3a révèle que le critère BM/BX n'est pas particulièrement efficace pour sélectionner les galaxies très obscurcies par la poussière dans le domaine de redshift $1.5 < z < 2.8$ où il est censé être le plus efficace. Il est en effet le moins performant des trois critères représenté à la Fig. 5.3a pour sélectionner des galaxies sur l'ensemble de l'intervalle de redshift considéré. Sur les 7459 sources MIPS peuplant le domaine $1.5 < z < 2.8$, seulement 3754 sont identifiées par ce critère BM/BX, ce qui représente $\sim 50\%$ de cette population.

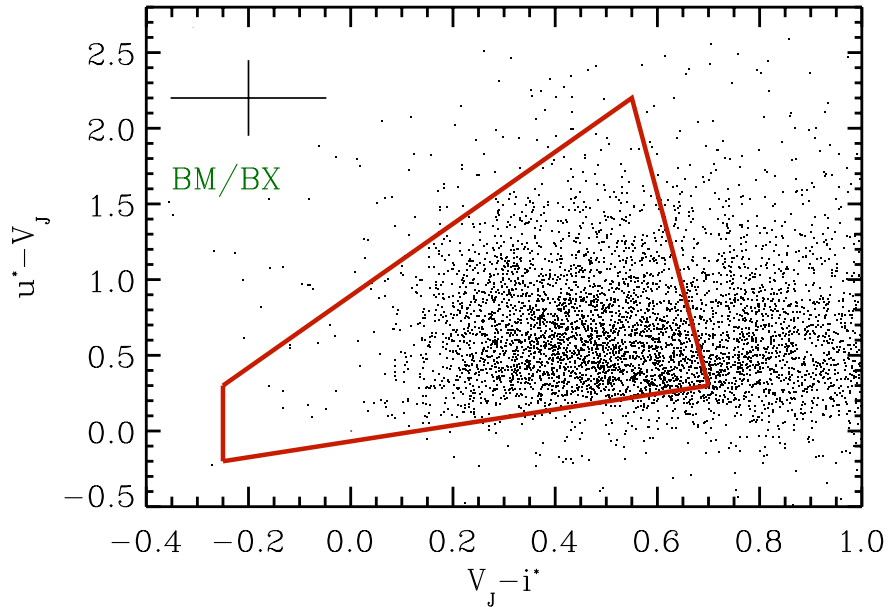


FIGURE 5.7 – Distribution des sources MIPS avec $1.5 < z < 2.8$ dans le diagramme $u^*V_ji^*$. La boîte rouge correspond à mon critère BM/BX modifié. 50% des sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ et avec $1.5 < z < 2.8$ se trouvent en dehors de la boîte de sélection à cause des effets de l’extinction par la poussière.

Pour comprendre ce nombre important de sources manquées par ce critère, je représente à la Fig. 5.7 la distribution de sources MIPS vérifiant $1.5 < z < 2.8$ dans le diagramme BM/BX. Cette figure montre qu’une large fraction de cette population se trouve en dehors de la boîte BM/BX définie précédemment. Ces sources présentent des couleurs beaucoup plus rouges que celles observées dans les échantillons optiques et donc sélectionnées par ce critère. Je compare les résultats obtenus en appliquant ce critère à la population MIPS (cf Fig. 5.7) et les résultats obtenus sur la population COSMOS sélectionnée en bande i^+ (cf Fig. 5.6). Si je me base sur l’évolution des tracés de galaxies que j’ai représentés à la Fig. 5.6 dans le diagramme BM/BX, les sources MIPS qui se trouvent à l’extérieur de la sélection BM/BX dans la partie droite du diagramme de la Fig. 5.7 pourraient être de deux natures. Ces sources pourraient être des contaminants à bas redshifts ou bien encore des sources dans l’intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$ mais avec des extinctions $E(B - V) > 0.2$. La première explication est à exclure. En effet, pour minimiser la contamination des sources à bas redshifts, j’impose une sélection des sources avec un redshift $z > 1$. Etant donné la faible fraction d’erreur catastrophique dans la détermination des redshifts photométriques des sources du champ COSMOS (Ilbert et al. 2009; Le Floc’h et al. 2009), il est donc peu probable que ma sélection de sources BM/BX subisse une pollution due à des galaxies locales. Ce résultat est d’ailleurs confirmé par la distribution en redshift des sources BM/BX montrée à la Fig. 5.3a. Par conséquent, les sources en dehors de la sélection BM/BX à la Fig. 5.7 sont bien situées dans l’intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$ mais fortement affectées par l’extinction. Ce résultat n’est pas surprenant puisque les observations en IR-moyen favorisent naturellement les objets enfouis dans la poussière.

Je conclus ici que la sélection BM/BX est fortement biaisée en faveur des sources brillantes en UV présentant peu ou pas d’extinction ($E(B - V) < 0.2$). Cette sélection n’est donc pas adaptée aux observations en IR-moyen, manquant une large fraction de la population à $z \sim 2$.

5.3 La sélection des "IRAC Peakers"

5.3.1 Description et analyse du critère de Huang et al. (2004)

Huang et al. (2004) utilisent les bandes IRAC pour sélectionner les galaxies dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$. En se basant sur le modèle de SED de la galaxie à flambée de formation d'étoiles M82, ils définissent le critère de sélection suivant :

$$0 < [3.6] - [4.5] < 0.4 \quad (5.9)$$

$$-0.7 < [3.6] - [8.0] < 0.5 \quad (5.10)$$

Ce critère s'avère efficace pour sélectionner les galaxies massives et dominées par la formation stellaire. En effet, il existe une signature spectrale à $1.6 \mu\text{m}$ caractéristique de la présence de populations stellaires évoluées. A cette longueur d'onde, l'opacité de l'ion H^- présente un minimum, ce qui se traduit par un maximum dans la SED des étoiles froides. Par conséquent, les SEDs des populations stellaires qui contiennent ses étoiles froides en nombre considérable présentent cette même empreinte spectrale caractéristique. Sawicki (2002) montre que cette empreinte est visible pour toutes les populations stellaires exceptées les plus jeunes, qui présentent alors un spectre en loi de puissance dominé par les étoiles jeunes, massives et très chaudes. Cette empreinte est donc présente dans la SED des galaxies à formation d'étoiles et se trouve être un estimateur robuste de redshifts photométriques. Le critère de Huang et al. (2004) s'appuie justement sur la présence de cette empreinte à $1.6 \mu\text{m}$ dans la SED de leurs galaxies. En effet, à partir de $z > 1.5$, cette émission à $1.6 \mu\text{m}$ entre dans les bandes IRAC à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$, rendant ainsi la couleur $[3.6]-[4.5]$ positive. A $z > 3$, cette empreinte spectrale entre dans la bande IRAC à $8 \mu\text{m}$, rendant cette fois ci la couleur $[3.6]-[8.0]$ très rouge, d'où la limite imposée à l'Eq. 5.10.

Huang et al. (2004) analysent un échantillon spectroscopique de galaxies IRS vérifiant le critère énoncé aux équations 5.9 & 5.10. La Fig. 5.8 illustre leurs résultats (points rouges). Ils comparent leurs sources avec d'autres échantillons, comme les échantillons d'objets présentant des rapports de flux $24 \mu\text{m}$ /optique extrêmes (Houck et al. 2005; Yan et al. 2005). Ces sources (triangles bleus et losanges verts respectivement) ont des couleurs $[3.6]-[8.0]$ très rouges et se trouvent majoritairement en dehors de la boîte de sélection de Huang et al. (2004). En effet, ces sources sont dominées par des AGNs comme le montrent leurs spectres en loi de puissance et sans présence de raies de PAHs. Une dernière étude est ajoutée sur la Fig. 5.8. Il s'agit de celle de Weedman et al. (2006). Cette étude vise à séparer un échantillon de galaxies dominées par la formation d'étoiles à $z \sim 2$ en se basant sur l'empreinte spectrale à $1.6 \mu\text{m}$ dont je parlais précédemment. Il s'agit des rectangles bleus de la Fig. 5.8. Leurs résultats sont cohérents avec ceux de Huang et al. (2004) bien que présentant des couleurs quelque peu plus rouges. Les objets de l'échantillon de Weedman et al. (2006) ont été confirmés spectroscopiquement et présentent de fortes signatures de PAHs. Ces résultats indiquent que le critère de Huang et al. (2004) définissant la boîte visible à la Fig. 5.8 est fortement biaisé en faveur des galaxies à flambée de formation d'étoiles et semblent également rejeter les sources dont la SED est dominée par la présence d'un AGN enfoui. Ces résultats sont confirmés à la Fig. 5.9 tirée de l'étude de Huang et al. (2004) où ils montrent le meilleur ajustement possible de SED pour leur échantillon de sources satisfaisant leur critère. Il est clair sur cette figure que les SEDs de leurs sources présentent un maximum dans les bandes IR-proche, maximum caractéristique de la formation stellaire.

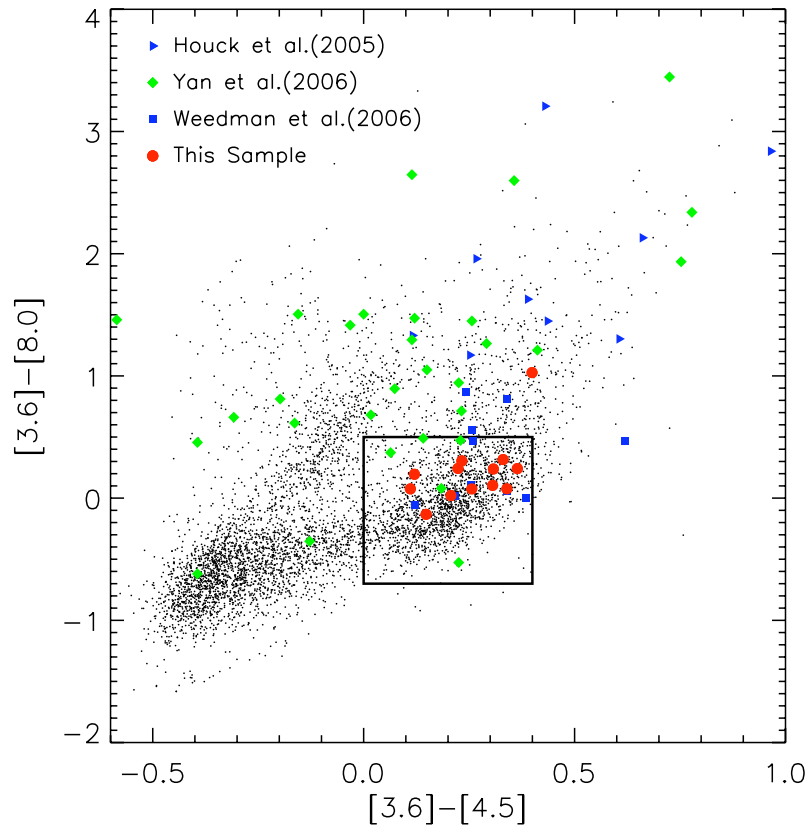


FIGURE 5.8 – Diagramme “couleur-couleur” IRAC pour les galaxies de la région EGS vérifiant $F_{24\mu m} > 80 \mu\text{Jy}$ (points noirs). Les points rouges correspondent à l’échantillon spectroscopique IRS de Huang et al. (2009) comprenant les galaxies vérifiant $F_{24\mu m} > 500 \mu\text{Jy}$. La boîte noire correspond au critère de couleurs IRAC sélectionnant les objets avec $1.5 < z < 3$. D’autres études sont montrées sur cette figure pour comparaison : les sources “invisibles en optiques” de Houck et al. (2005) et de Yan et al. (2005) sont représentées respectivement par les triangles bleus et les losanges verts. Les galaxies lumineuses à flambée de formation d’étoiles de Weedman et al. (2006) sont représentées par des carrés bleus. *Tirée de Huang et al. (2009).*

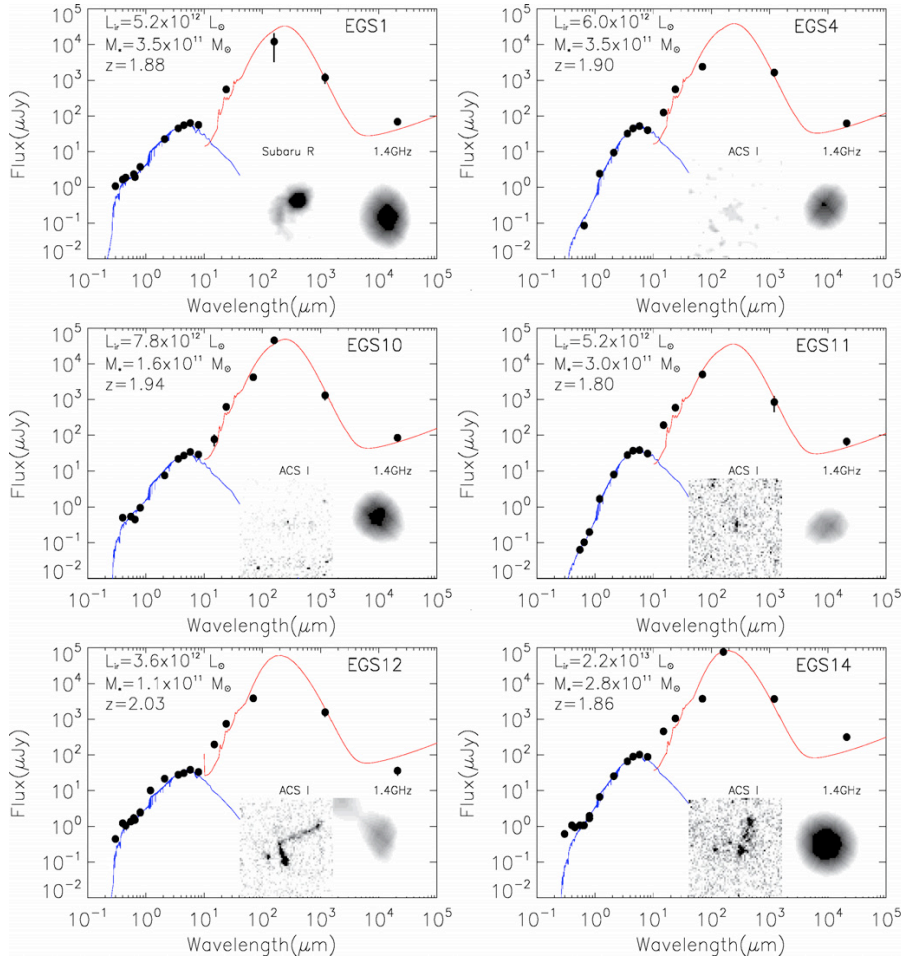


FIGURE 5.9 – Distributions spectrales d'énergie (SEDs) et morphologies de 6 sources de l'échantillon de sources IRAC Peakers de Huang et al. (2009). Les points noirs de la SED proviennent de données photométriques. Le trait bleu correspond au modèle de population stellaire de Bruzual and Charlot (2003) qui représente au mieux la source. Le trait rouge correspond au template de la librairie CE01 qui reproduit au mieux la luminosité dans la source dans le FIR. Ces 6 exemples présentent bien le pic d'émission stellaire dans les bandes IRAC que le critère est justement supposé sélectionner. *Tirée de Huang et al. (2009).*

5.3.2 Les galaxies $24\mu\text{m}$ sélectionnées IRAC Peakers

Parmi les 7755 sources MIPS situées dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$, 4942 sont sélectionnées en tant qu'IRAC Peakers. Cela représente $\sim 64\%$ de la population à ces redshifts. Ce critère semble donc plutôt bien adapté pour sélectionner des galaxies distantes, bien que moins efficace que le critère BzK. Ce manque d'efficacité n'est sans doute pas dû à l'effet de l'extinction par la poussière comme j'ai pu le montrer pour le critère BM/BX. En effet, le critère de sélection de Huang et al. (2004) est construit à partir de données prises à des longueurs d'onde plus grandes et donc moins sensibles aux effets de l'extinction. Une explication envisageable s'appuie sur la méthode de construction même du critère. En effet, la sélection des IRAC Peakers a pour but de sélectionner les sources présentant un "bump" stellaire à $1.6\mu\text{m}$ fortement prononcé. Cet argument rend ce critère particulièrement sélectif, surtout si on pense que les galaxies les plus obscurcies présentent de SEDs très diversifiées dans les bandes IR-proches, montrant les effets combinés de l'émission stellaire et de l'émission de la poussière chaude.

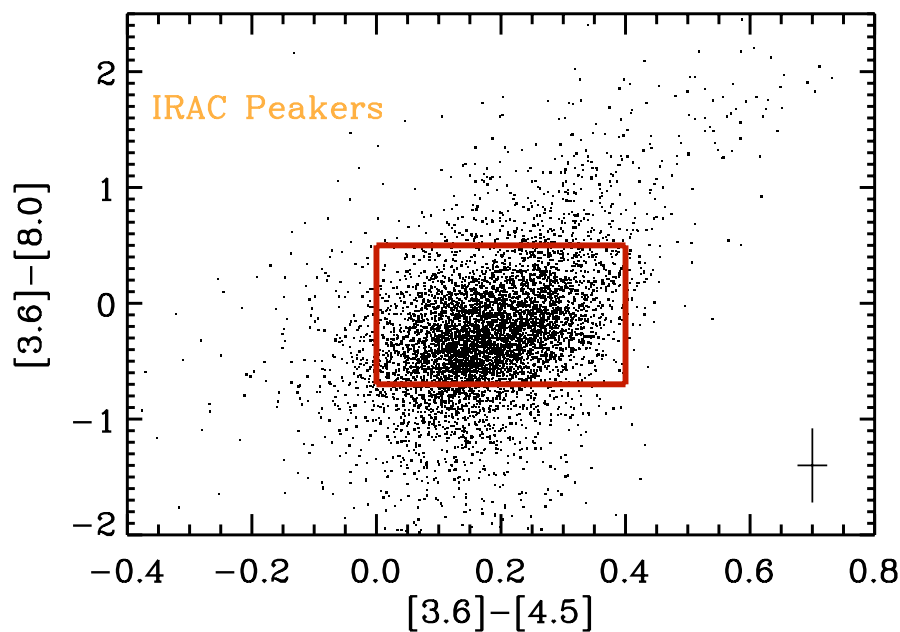


FIGURE 5.10 – Couleurs IRAC des sources MIPS dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$. La boîte rouge représente le critère de sélection des IRAC Peakers proposé par Huang et al. (2004). 64% des sources MIPS dans cet intervalle de redshift sont sélectionnées comme IRAC Peakers.

Enfin, j'envisage une dernière explication possible pour rendre compte de ces 35% de sources à $1.5 < z < 3$ mais qui ne sont pas sélectionnées comme IRAC Peakers. J'ai enlevé les AGNs les plus brillants de mon échantillon initial grâce à leur contrepartie dans le catalogue de sources X du champ COSMOS (Salvato et al. 2009; Brusa et al. 2010) comme je l'ai expliqué au chapitre 4. Cependant, je n'ai pas pu exclure la totalité de la contribution AGN de mes sources $24\mu\text{m}$, puisque les sources les plus obscurcies de mon échantillon ont sans nul doute une forte contribution d'un AGN enfoui non détectée en X. La SED de telles sources serait alors caractérisée par un continuum de poussière chaude, qui dominerait totalement

l'émission stellaire de la galaxie lorsque l'AGN est suffisamment lumineux. Ces sources ne seraient alors pas éligibles à une sélection par le critère des IRAC Peakers, présentant des couleurs IRAC beaucoup plus rouges que celles acceptées par le critère. Cependant, il a été montré récemment (Jauzac et al. 2011) que la contribution AGN à la population totale de galaxies IR et au CIB est d'environ 20%. Par conséquent, le fait que mon échantillon $24 \mu\text{m}$ comporte sans doute une large fraction d'AGN enfouis n'explique pas totalement le fait que $\sim 35\%$ des sources MIPS entre $1.5 < z < 3$ soient manquées par ce critère.

Je cherche ici à caractériser ces sources manquées. La Fig. 5.10 dévoile la répartition des sources MIPS dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$ dans le digramme de Huang et al. (2004). Les sources manquées par ce critère peuvent être regroupées en deux catégories. Les sources MIPS avec $1.5 < z < 3$ présentant une couleur [3.6]-[8.0] trop faible pour être sélectionnées en tant qu'IRAC Peakers, ont une magnitude en bande $i^+ < 25$. Ce n'est donc pas à cause d'une erreur importante sur le redshift photométrique de ces sources qu'elles sont manquées par le critère. En revanche, ces sources présentent une erreur supérieure à 0.2 magnitude sur la photométrie en IR-proche. La barre d'erreur représentée dans le coin en bas à droite de la Fig. 5.10 met d'ailleurs bien en évidence que la couleur [3.6]-[8.0] est fortement affectée par les erreurs sur la photométrie des sources. L'excès de sources rouges, i.e. les sources MIPS dans ce même intervalle de redshift mais se trouvant au-dessus de la limite de sélection des IRAC Peakers, correspond aux sources contaminées par la présence d'un AGN enfoui.

Enfin, j'ai regardé l'allure des distributions spectrales d'énergie des sources $24 \mu\text{m}$ sélectionnées par ce critère. S'il est vrai que la plupart de mes sources présentent un pic d'émission stellaire comme le trouve Huang et al. (2004) à la Fig. 5.9, j'ai un nombre non négligeable de ces sources présentant une SED en loi de puissance. Ces sources sont majoritairement localisées sous la limite horizontale supérieure du critère de Huang et al. (2004). Ce résultat indique que la boîte du critère IRAC Peakers est sans doute trop grande pour se restreindre uniquement aux galaxies dominées par la formation stellaire.

CHAPITRE 6

Sources MIPS optiquement faibles à $z \sim 2$

Dans l’analyse menée au cours du chapitre précédent, j’ai remarqué qu’une fraction non négligeable de galaxies sélectionnées en IR moyen et se trouvant à haut redshift sont fortement affectées par l’extinction de la poussière et peuvent par conséquent être manquées lorsque sont utilisées des techniques de sélection se basant uniquement sur des couleurs UV. Certaines de ces galaxies peuvent également être associées avec des contreparties optiques beaucoup plus faibles que les magnitudes limites habituelles des grands relevés de l’Univers distant menés dans le visible (e.g., $I \sim 25$ mag AB, Houck et al. 2005; Yan et al. 2005; Le Floc’h et al. 2009). Etant données les couleurs extrêmes IR-optique dues à ces très faibles magnitudes aux longueurs d’onde du visible, des critères de sélection ont été élaborés à partir de rapport de flux IR-moyen/optique dans le but de sélectionner des galaxies enfouies dans la poussière mais formant des étoiles à des redshifts $z > 1$. Cependant, la pertinence de telles sélections ainsi que la contribution des galaxies sélectionnées par de telles méthodes à la population globale de galaxies à haut redshift ont été encore très peu explorées. Je me propose ici d’étudier les caractéristiques physiques des galaxies sélectionnées par le critère proposé par Dey et al. (2008), basé sur le rapport de flux entre le $24\mu\text{m}$ et la bande optique R .

6.1 Description du critère de Dey et al. (2008)

A partir des observations du champ Bootes obtenu par le NOAO Deep Wide-Field Survey (NDWFS) avec le satellite *Spitzer*, Dey et al. (2008) ont analysé la population de sources $24\mu\text{m}$ avec un flux supérieur à 0.3 mJy (ce qui correspond à la profondeur d’imagerie de MIPS pour le champ Bootes). Ils ont défini le critère suivant permettant de sélectionner des sources enfouies dans la poussière à haut-redshift, qu’ils appellent les “Dust-Obscured Galaxies” :

$$\begin{aligned} R - [24] &\geq 7.4 \text{ mag (AB)} \\ F_{24\mu\text{m}} &> 300 \text{ mJy} \end{aligned} \tag{6.1}$$

Dans l’équation précédente, $[24]$ est la magnitude AB mesurée dans la bande MIPS- $24\mu\text{m}$ (cf Annexe A pour plus de détails sur la magnitude AB).

A l’aide d’un suivi spectroscopique de leur échantillon, mené avec le spectrographe IRS à bord de *Spitzer* ainsi que des instruments LRIS/DEIMOS des télescopes *Keck*, Dey et al. (2008) ont pu montrer que cette technique permettait une sélection robuste de galaxies lumineuses enfouies dans la poussière à des redshifts de $1.5 < z < 3$. La fraction de contaminants à bas redshift est, qui plus est, très faible.

6.2 Les galaxies $24 \mu\text{m}$ sélectionnées OFIR

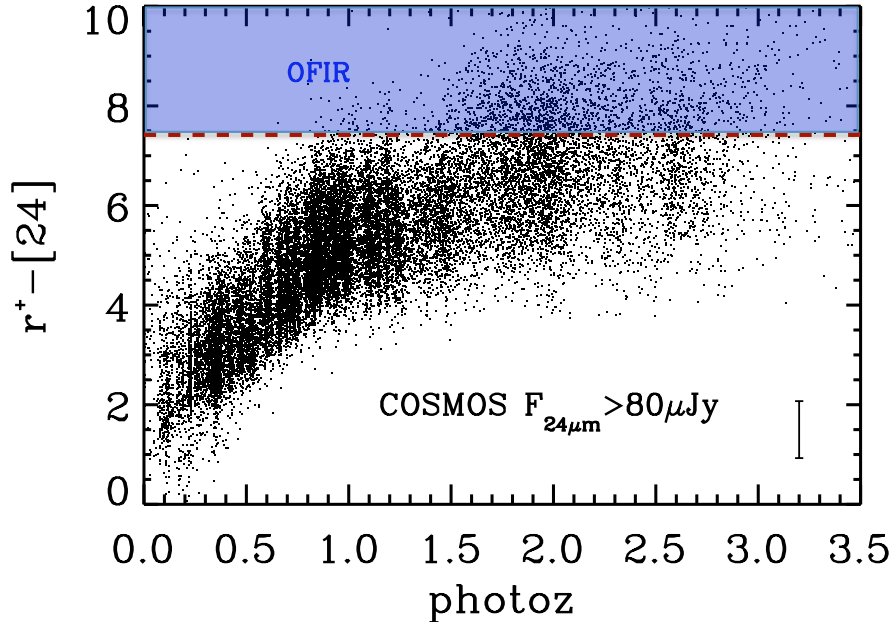


FIGURE 6.1 – Distribution des couleurs $r^+ - [24]$ des sources MIPS $24 \mu\text{m}$ en fonction de leur redshift dans le champ COSMOS. Les galaxies sélectionnées comme optiquement faibles mais brillantes en IR sont caractérisées par des couleurs $r^+ - [24]$ plus rouge que la limite indiquée par la droite en pointillé. Ce critère sélectionne bien les galaxies se trouvant à $1.5 < z < 3$. Les erreurs statistiques sur la couleur $r^+ - [24]$ ont été calculées sur l’intervalle de redshift qui m’intéresse, à savoir pour les sources MIPS avec $1.5 < z < 3$. Cette erreur moyenne est représentée dans le coin droit de la figure.

J’ai appliqué cette sélection à mon échantillon de galaxies MIPS en utilisant les observations du champ COSMOS dans la bande r^+ . Au vu de la profondeur de mon échantillon, j’ai étendu l’étude de Dey et al. (2008) à un flux limite de $F_{24\mu\text{m}} = 0.08 \text{ mJy}$, dans le but de couvrir une gamme plus grande de luminosité IR. Ayant modifié le critère de Dey et al. (2008), je n’utiliserai pas le terme de “Dust Obscured Galaxies” pour faire référence aux galaxies satisfaisant leur critère. En effet, je n’utilise que la première partie de l’Eq. 6.1 pour sélectionner les sources brillantes en IR mais optiquement faibles. Dans la suite de ce manuscrit, j’appellerai ces galaxies ainsi sélectionnées les sources OFIR, qui vient de l’anglais *Optically Faint InfraRed-bright sources*.

La Fig. 6.1 montre la distribution en couleur $r^+ - [24]$ des sources MIPS en fonction de leur redshift, ce qui confirme le fait que la plupart des galaxies satisfaisant le critère de Dey et al. (2008) (zone bleue sur la Fig. 6.1) sont bien situées dans le domaine de redshift $1.5 < z < 3$. Sur les Fig. 6.2, je montre les distributions en redshift correspondantes obtenues respectivement pour $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ (Fig. 6.2 du haut) et $F_{24\mu\text{m}} > 0.3 \text{ mJy}$ (Fig. 6.2 du bas) et comparées à la distribution de l’échantillon total de sources COSMOS-MIPS avec la même limite en flux. Les sources OFIR représentent seulement 30% (2350 sources sur un total de 7755 sources) de la population de galaxies MIPS avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ et $1.5 < z < 3$.

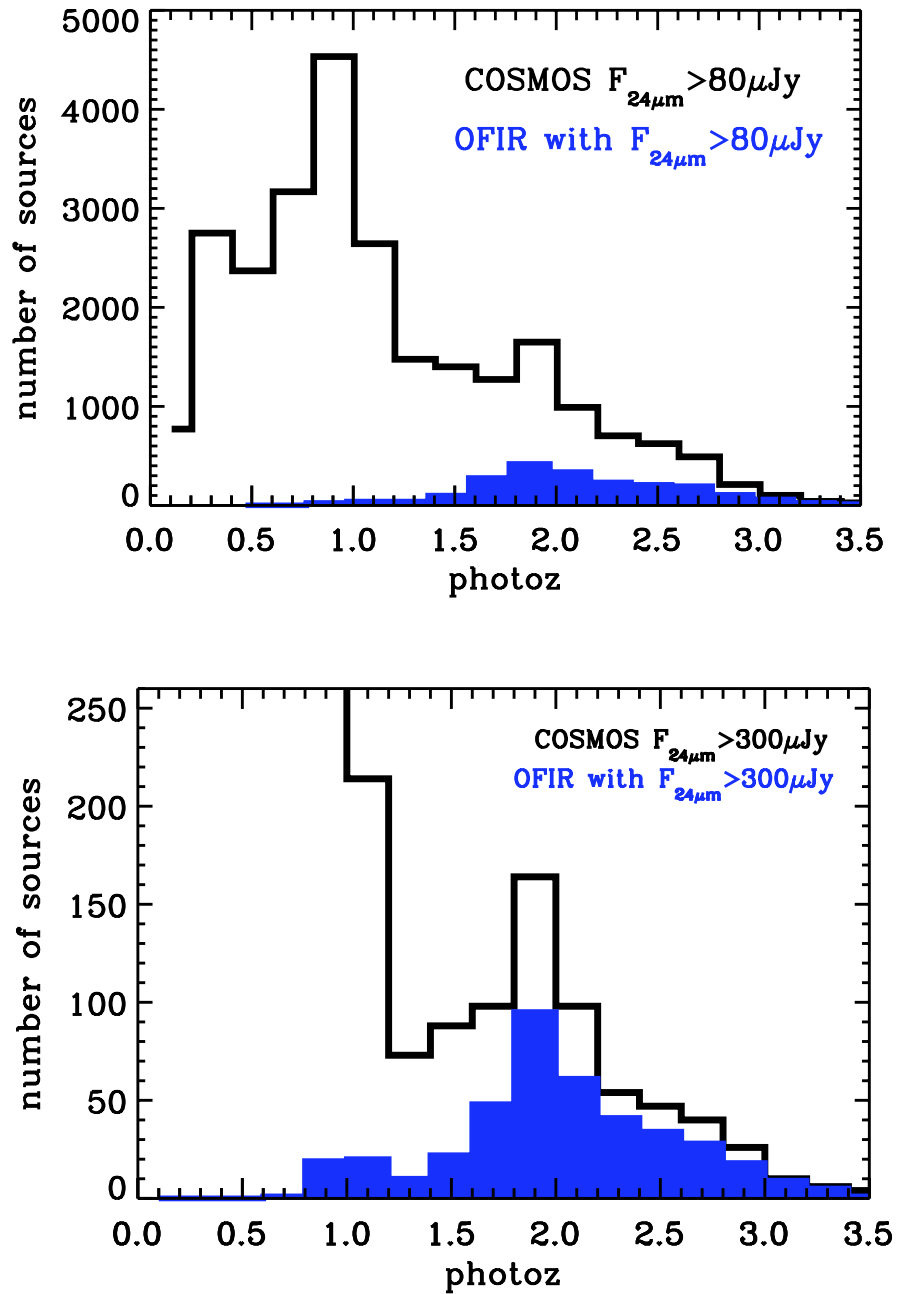


FIGURE 6.2 – **Haut** Distribution en redshift des galaxies optiquement faibles mais brillantes en IR avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{mJy}$ (histogramme plein bleu) comparé à la population MIPS totale dans COSMOS (trait noir). **Bas** Distribution en redshift obtenues pour les sources satisfaisant la condition $F_{24\mu\text{m}} > 0.3\text{mJy}$ (même définition des couleurs que précédemment) La contribution relative des galaxies optiquement faibles mais brillantes en IR à $1.5 < z < 3$ augmentent avec la luminosité en IR-moyen ($\sim 30\%$ pour une coupure en flux à 0.08mJy et $\sim 60\%$ pour une coupure en flux à 0.3mJy).

En revanche, 60% des sources MIPS avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.3 \text{ mJy}$ et $1.5 < z < 3$ vérifient le critère OFIR. Il est clair ici que ce critère est biaisé vers les sources les plus brillantes de mon échantillon. En effet, comme je le monterai à nouveau au chapitre 7, leur contribution augmente avec la luminosité en IR-moyen. Cela est également visible sur la distribution en flux $24 \mu\text{m}$ des sources MIPS sélectionnées en tant que sources OFIR. Cette distribution indique que le nombre de galaxies sélectionnées par ce critère augmente avec le flux. Ceci n'est pas du à un effet de sélection mais traduit bien une caractéristique physique de ces sources que je détaillerai dans la suite de ce chapitre. En effet, même au flux $24\mu\text{m}$ limite de $80\mu\text{Jy}$, les observations COSMOS en bandes optiques sont suffisamment profondes pour permettre l'identification des galaxies aussi rouges que la limite du critère proposé par Dey et al. (2008). Cela signifie que les $\sim 5\%$ de sources dont je n'ai pas réussi à obtenir de contrepartie optiques lors des cross-corrélations entre le catalogue $24\mu\text{m}$ de départ et les catalogues optiques et proche-IR (cf chapitre 4) satisfont l'Eq. 6.1 du haut indépendamment de leur flux $24\mu\text{m}$. Qui plus est, ces couleurs rouges extrêmes correspondent très peu probablement à des galaxies se situant à des redshifts $z < 1$ (comme l'indique la Fig. 6.1). Par conséquent, la contribution relative de ces galaxies sélectionnées à $1.5 < z < 3$ avec ce critère pourrait alors atteindre $\sim 45\%$ à $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ (au lieu des 30% trouvés précédemment).

Comme vu précédemment, cette sélection de galaxies à haut redshift basé sur des couleurs MIR/optiques extrêmement rouges est biaisée vers des sources obscurcies par la poussière très faibles en optique. Une façon de s'en convaincre est de regarder la distribution en magnitude r^+ des sources MIPS et de la comparer avec celle des sources MIPS qui satisfont le critère OFIR. Lorsque je travaille avec l'échantillon complet de sources MIPS avec $1.5 < z < 2.8$, la distribution en bande r^+ de ces sources pique à $r^+ \sim 25 \text{ mag}$, et seulement 21% de ces sources ont une magnitude telle que $r^+ > 26$. En revanche, 66% des sources MIPS sélectionnées par le critère OFIR ont une magnitude en bande r^+ supérieure à 26 mag.

Bien que ces sources ne représentent pas une population dominante en terme de densité de sources, ce résultat souligne la contribution des galaxies lumineuses à formation d'étoiles à haut redshift et qui sont potentiellement manquées par les grands relevés optiques du fait de extinction par la poussière. En effet, si je compare la distribution en extinction des sources MIPS avec $1.5 < z < 2.8$ et celle des sources MIPS et OFIR sur ce même intervalle de redshift, les sources OFIR sont clairement beaucoup plus affectées par l'absorption par la poussière. 65% de ces sources OFIR ont une extinction $E(B - V) \geq 0.4$, alors que ce pourcentage chute à 44% si je considère la population MIPS totale sur ce même intervalle de redshift. Je conclus ici que cette sélection de sources brillantes en IR mais avec des contreparties faibles en optique est fortement affectée par le rougissement des sources due à la poussière.

6.3 Recouvrement entre les sources OFIR et les autres populations de notre échantillon

Je cherche maintenant à mieux comprendre les caractéristiques physiques de ces sources OFIR, et pour cela je vais les comparer aux sources sélectionnées par les autres critères.

Dans ce but, je regarde le recouvrement entre les différents critères utilisés et j'analyse les différences physiques de mes sous-échantillons. Il est intéressant de noter que les sources sélectionnées par ce critère OFIR diffèrent radicalement des sources identifiées par le critère

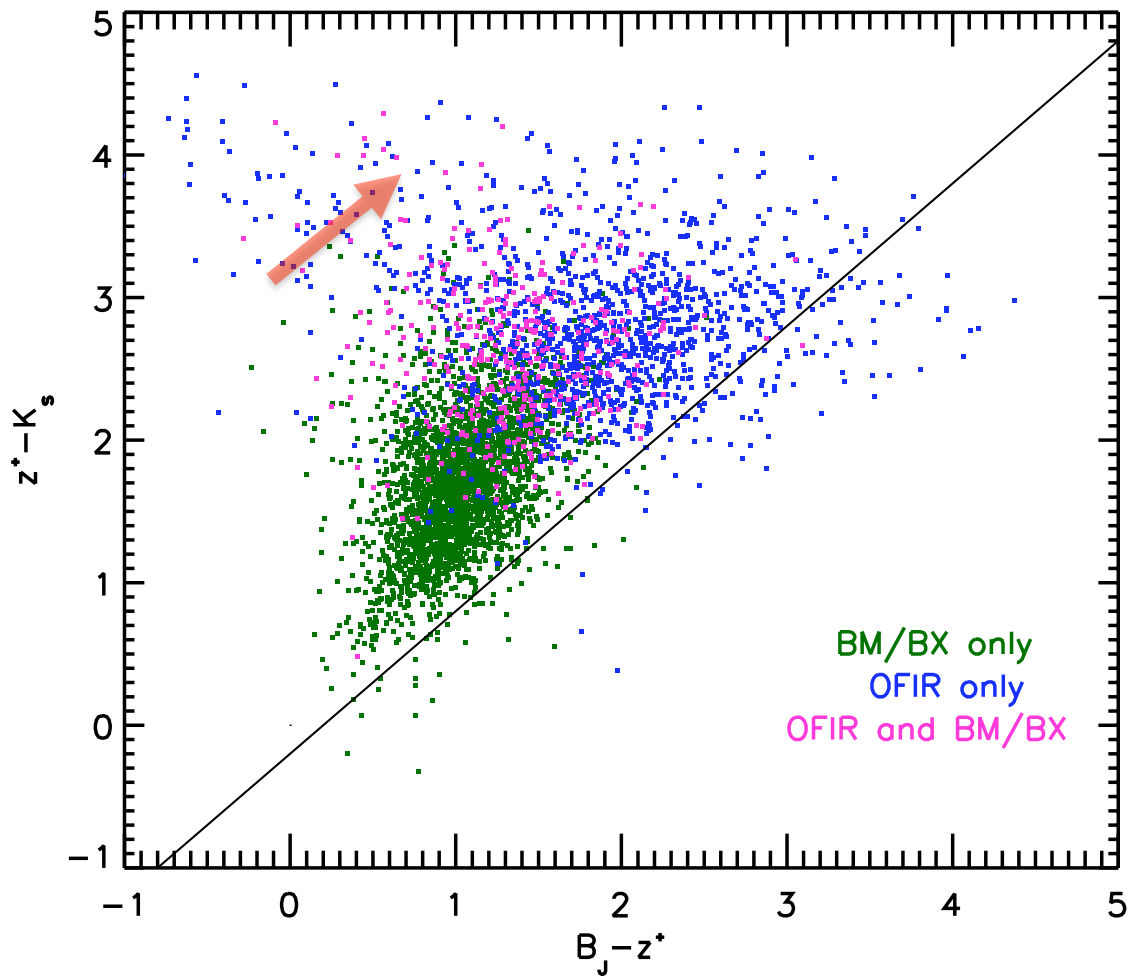


FIGURE 6.3 – Distribution des sources $24 \mu\text{m}$ sélectionnées comme optiquement faibles mais brillantes en IR (points bleus) et des sources $24 \mu\text{m}$ sélectionnées par le critère BM/BX (points verts) dans le diagramme BzK. Ne sont représentées ici que les sources à redshift $1.5 < z < 2.8$. Les sources satisfaisant aux deux critères sont indiquées en rose. Les sources OFI sont caractérisées par des couleurs plus rouges, effet dû à l’extinction par la poussière qui affecte ces sources. La flèche rouge représente le vecteur d’extinction moyen pour $0.5 < E(B-V) < 1.5$ et donné par l’évolution en fonction de l’extinction de templates dans ce diagramme BzK.

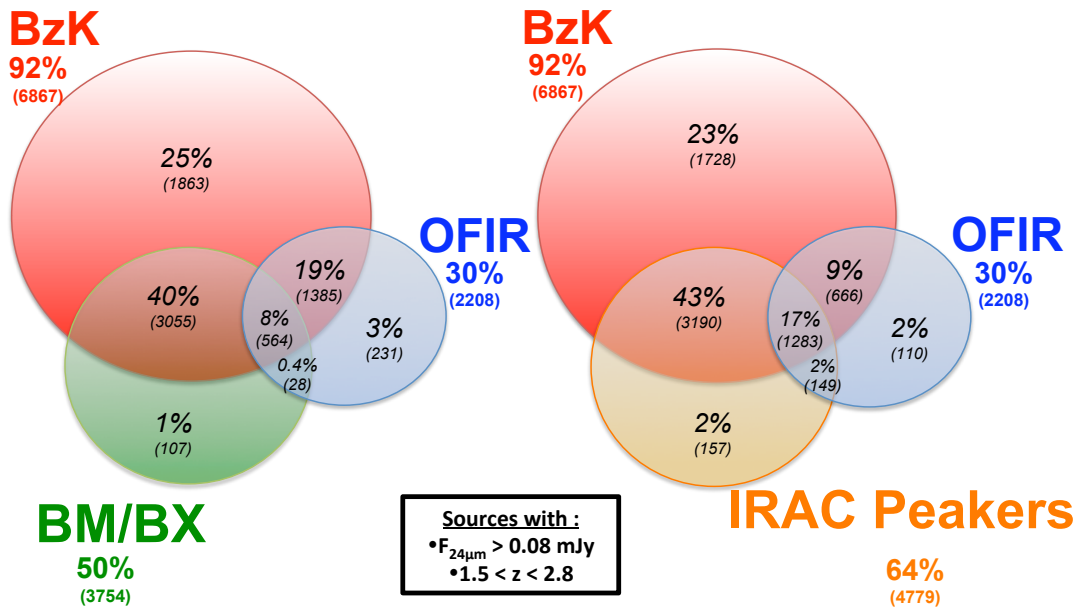


FIGURE 6.4 – Recouvrement entre les populations de sources $24 \mu m$ avec $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy et avec l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$. Les pourcentages écrits en couleurs et en caractère gras correspondent au nombre total de sources sélectionnées par le critère en question, et les pourcentages en italiques correspondent au recouvrement entre les populations. **Gauche** : Recouvrement entre les sources BzK, BM/BX et optiquement faibles mais brillantes en IR. **Droite** : recouvrement entre les sources BzK, optiquement faibles mais brillantes en IR et les IRAC Peakers.

BM/BX. Ce dernier s'avère par ailleurs fortement biaisé contre les galaxies à haut redshift très obscurcies. La Fig. 6.3 me permet de comparer dans un diagramme *BzK* la distribution des sources Optiquement Faibles mais Brillantes en IR avec la distribution des sources sélectionnées par mon critère BM/BX adapté aux filtres COSMOS. Le recouvrement entre ces deux sous-échantillons est relativement faible : en effet, seulement 8% des sources MIPS avec $1.5 < z < 2.8$ satisfont aux deux critères. De plus, sans grande surprise, les sources OFIR sont caractérisées par des couleurs optiques beaucoup plus rouges que les sources BM/BX. Etant donné que ces deux sous échantillons ont des distributions en redshift très similaires (comparer les Figs 6.2a & 5.3a) et compte tenu de la direction du vecteur d'extinction dans le diagramme *BzK* (Fig. 6.3), il est facile de conclure que le faible recouvrement entre ces deux sous-populations vient du fait de l'extinction par la poussière : les sources BM/BX sont très peu obscurcies alors que les sources OFIR sont fortement éteintes.

Un autre moyen d'analyser le recouvrement entre les différentes populations est de regarder la Fig. 6.4. En effet, sur cette dernière figure je montre de manière quantitative le recouvrement entre les sources OFIR et les autres sélections. Etant donné que le critère *BzK* est efficace même au delà de l'intervalle de redshift $1.4 < z < 2.5$ où il a été défini à l'origine (i.e. je peux appliquer le critère *BzK* jusqu'à redshift $z \sim 3$, comme je l'ai montré à la section 5.1.3), j'étends la comparaison entre mes différents échantillons à l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$. Cet intervalle correspond en effet à la plus large gamme de redshift commune aux différents critères. Augmenter l'intervalle d'étude en redshift me permet de diminuer les erreurs statistiques.

Je trouve ici que plus de la moitié de la population des sources OFIR est également sélectionnées par le critère des IRAC Peakers. Ceci signifie qu'une part importante des sources

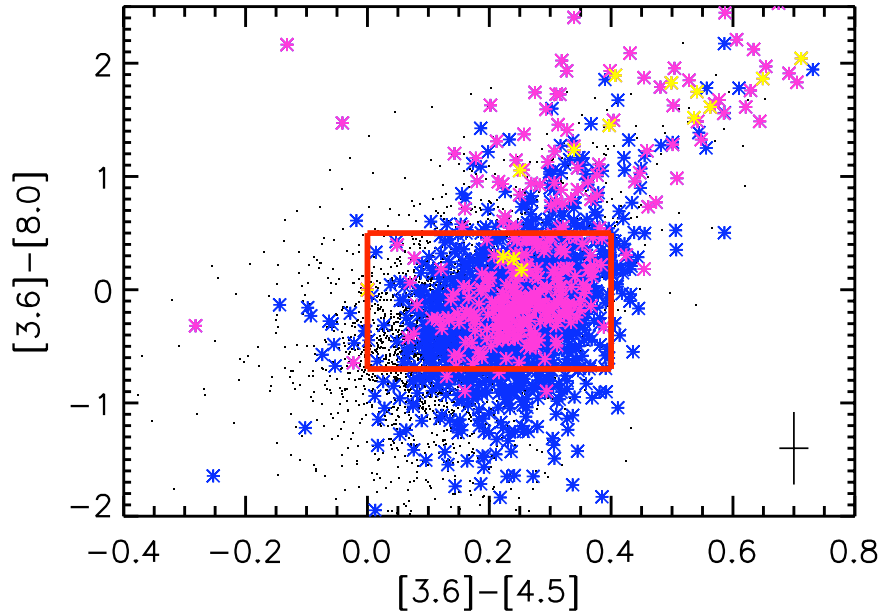


FIGURE 6.5 – Distribution des sources OFIR avec $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy (en bleu), avec $F_{24\mu m} > 0.3$ mJy (en rose), et avec $F_{24\mu m} > 1$ mJy (en jaune) dans le diagramme “couleur-couleur” IRAC. Les sources noires correspondent à toutes les sources MIPS avec $1.5 < z < 3$. La boîte rouge correspond au critère de Huang et al. (2004).

MIPS présentant des couleurs MIR-optique extrêmes ont une distribution spectrale d’énergie caractérisée par la présence d’un pic d’émission stellaire à $z \sim 2 \mu m$ qui correspond à l’émission des étoiles vieilles. Je montre d’ailleurs à la Fig. 6.5 la répartition des sources OFIR avec différentes coupures en flux dans le diagramme couleur IRAC. Les sources OFIR avec $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy (en bleu) sont réparties uniformément dans le diagramme et se trouvent de manière non négligeable dans la boîte des IRAC Peakers. Cela souligne le fait que les sources OFIR, dont j’ai étendu le critère à bas flux, sont en partie des sources caractérisées par de la formation stellaire. Je montre également les sources OFIR avec $F_{24\mu m} > 0.3$ mJy (en rose), et avec $F_{24\mu m} > 1$ mJy (en jaune) dans le diagramme de la Fig. 6.5. Comme je l’ai détaillé au chapitre 5, dans un tel diagramme, les sources caractérisées par la présence par un AGN et dont la SED est caractérisée par une loi de puissance se trouvent dans la partie droite supérieure du digramme couleur IRAC, et donc au dessus de la boîte de Huang et al. (2004). Je souligne ici que les sources OFIR les plus brillantes de mon échantillon sont à l’extérieur de la sélection de Huang et al. (2004) et possèdent sans doute un AGN enfoui. Cependant, sur la Fig. 6.5, je remarque trois sources OFIR brillantes ($F_{24\mu m} > 1$ mJy) à l’intérieur de la sélection de Huang et al. (2004). J’ai regardé la distribution spectrale d’énergie de ces sources. Elles ne présentent pas le pic d’émission stellaire sur lequel le critère de Huang et al. (2004) sélectionne les sources, mais elles ont bien une SED en loi de puissance, caractéristique de la présence d’un AGN. Je montre ici une nouvelle fois, comme je l’avais déjà mentionné au chapitre 5, que la boîte de sélection des IRAC Peakers est trop grande et que ce critère est donc affecté par des contaminants présentant des SEDs caractérisé par une loi de puissance ($F_{IRAC1} < F_{IRAC2} < F_{IRAC3} < F_{IRAC4}$).

Je m'intéresserai plus en détails à ces sources OFIR brillantes dans la Partie III de ce manuscrit où j'analyserai leur nature à l'aide des données Herschel dans l'infrarouge lointain.

Contribution des différentes sous populations à la fonction de luminosité à $8\mu\text{m}$ et au SFR à $z\sim 2$

Dans les chapitres précédents, j'ai décrit un certain nombre de techniques de sélection en couleur largement utilisées pour identifier des galaxies se trouvant dans la tranche de redshifts $1.5 < z < 3$ et j'ai quantifié leurs contributions respectives en nombre à la population MIPS à haut redshift.

Je cherche à étendre cette analyse en calculant les fonctions de luminosité à la longueur d'onde au repos de $8\mu\text{m}$ des différents sous-échantillons de galaxies sélectionnés à partir de ces techniques dans le but de déterminer leur contribution à la densité de luminosité IR totale de l'Univers ainsi qu'à la densité de taux de formation d'étoile à $z\sim 2$. Dans ce chapitre, je décris les méthodes utilisées pour calculer les fonctions de luminosité, que je noterai LF par la suite pour *Luminosity Function* en anglais, à $8\mu\text{m}$. Je calculerai aussi le taux de formation d'étoiles, notée SFR de l'anglais *Star Formation Rate en anglais*. Je détaille dans un second temps la contribution de chaque sous-population vue aux chapitres 5 & 6 à la densité totale de formation d'étoiles de l'Univers à ces âges cosmiques. Je pourrai ainsi avoir une meilleure idée de la nature des galaxies contribuant majoritairement à l'assemblage en masse des galaxies à $z\sim 2$ et de ce fait avoir une vue d'ensemble de la formation et de l'évolution des galaxies au cours de l'histoire de l'Univers.

7.1 Méthodologie

7.1.1 Pourquoi utiliser le $8\mu\text{m}$

Les fonctions de luminosités de mon étude sont calculées à la longueur d'onde au repos de $8\mu\text{m}$. En effet, les distributions en redshift des sources sélectionnées avec les techniques décrites précédemment piquent principalement à $z\sim 2$. Or à ces redshifts, la mesure de la luminosité $8\mu\text{m}$ ($L_{8\mu\text{m}}$) obtenue à partir des flux $24\mu\text{m}$ est quasiment indépendante des templates de SED choisi pour obtenir les k -corrections. Je peux donc calculer mes fonctions de luminosités à $z\sim 2$ en appliquant un facteur de k -correction (cf chapitre 1) très faible. L'utilisation de la luminosité monochromatique à $8\mu\text{m}$ présente un autre avantage non négligeable dans le cadre de mon étude : la luminosité à $8\mu\text{m}$ se corrèle très bien avec la luminosité infrarouge notée L_{IR} et par conséquent avec le taux de formation d'étoiles (Kennicutt 1998a).

En effet, la luminosité à $8\mu\text{m}$ des galaxies à formation d'étoiles provient de l'émission des molécules d'Hydrocarbures Polycycliques Aromatiques (PAH en anglais). Ces molécules sont chauffées stochastiquement par le champ de radiation des populations d'étoiles jeunes.

Les deux raies de PAHs les plus proéminentes du spectre de l'infrarouge moyen des galaxies poussiéreuses sont celles à $7.7\mu\text{m}$ et à $8.8\mu\text{m}$ (e.g., Laurent et al. 2000; Dale et al. 2001; Brandl et al. 2006; Smith et al. 2007). Il a été montré dans l'Univers local que la luminosité des PAHs corrèle très bien avec le L_{IR} total et par conséquent avec le taux de formation d'étoiles (e.g., Roussel et al. 2001; Wu et al. 2005; Brandl et al. 2006; Calzetti et al. 2007; Díaz-Santos et al. 2008; Goto et al. 2011). Qui plus est, des observations récentes de sources distantes avec *Spitzer* et *Herschel* ont montré que cette corrélation entre le $8\mu\text{m}$ et le L_{IR} restait valable jusqu'à des redshifts plus élevés comme au moins jusqu'à $z\sim 2$ (Elbaz et al. 2011; Pope et al. 2008; Rigby et al. 2008; Bavouzet et al. 2008; Menéndez-Delmestre et al. 2009), ce qui suggère que l'émission à $8\mu\text{m}$ est un plutôt bon traceur de l'activité de formation stellaire et cela même dans les galaxies à haut redshift.

Pour convertir les flux $24\mu\text{m}$ des sources de l'échantillon MIPS en luminosité monochromatique à $8\mu\text{m}$, j'ai utilisé la bibliothèque spectrale infrarouge de Chary and Elbaz (2001), mentionnée au chapitre 3. Dans cette bibliothèque, les distributions spectrales d'énergie infrarouges de galaxies varient avec la luminosité infrarouge totale ($L_{IR} = L_{8-1000\mu\text{m}}$). Je précise une nouvelle fois que dans le cadre de mon analyse, les k -corrections dépendent uniquement de la forme de ces templates entre $\lambda_0 = 8\mu\text{m}$ et $\lambda_1 = 24\mu\text{m}/(1+z)$. Etant donné que je place mon étude à $z\sim 2$, les k -corrections dépendent à peine du choix des SEDs et ne dépendent pas des erreurs dues aux extrapolations des flux de l'IR moyen vers l'IR total (Elbaz et al. 2010). En fait, j'ai également calculé les luminosités monochromatiques à $8\mu\text{m}$ avec d'autres bibliothèques spectrales (Dale and Helou 2002; Lagache et al. 2004; Rieke et al. 2008) et je n'ai trouvé aucune différence par rapport aux résultats obtenus avec Chary and Elbaz (2001).

7.1.2 La méthode du V_{max} : construction des fonctions de luminosités

A partir de ces luminosité $8\mu\text{m}$ j'ai calculé les fonction de luminosités (LF) associées à mes différents sous-échantillons sur l'intervalle de redshift $1.7 < z < 2.3$ et j'ai comparé ces résultats à la LF globale obtenue sur le même intervalle de redshift mais avec l'échantillon MIPS complet dans COSMOS comme on peut le voir sur la Fig 7.1. Ces fonctions de luminosité ont été obtenues en utilisant la méthode du V_{max} (Schmidt 1968). L'avantage de cette technique est qu'aucune hypothèse sur la forme de la fonction de luminosité finale n'est faite. De plus la LF est obtenue directement des observations. Je détermine les intervalles de redshifts sur lesquelles je vais calculer mes fonctions de luminosité de sorte qu'ils offrent une statistique satisfaisante. Pour chaque objet je calcule le volume comobile maximum (1.2.2) pour lequel cet objet peut être observé dans l'intervalle de redshift considéré, à savoir ici $1.7 < z < 2.3$. Ce volume correspond à $V_{max} = V_{z_{max}} - V_{z_{min}}$, où z_{min} est la limite inférieure de mon intervalle en redshift (i.e. $z_{min} = 1.7$) et z_{max} la valeur la plus petite entre la limite supérieure de mon intervalle en redshift (i.e. $z = 2.3$) et le redshift jusqu'auquel la source peut être observée en sachant que le flux limite de mon étude est $F_{24\mu\text{m}} = 0.08 \text{ mJy}$. Ce calcul permet de corriger le calcul de mes fonctions de luminosité et cela n'interviendra que dans le régime à basse luminosité.

Les incertitudes sur la dériviation de ces LFs sont estimées à partir du bruit poissonien qui correspond au nombres de sources détectées dans chaque intervalle de luminosité. Etant donné que ce qui m'intéresse ici est la comparaison de la contribution des différentes sélections en couleurs à la LF totale en IR-moyen, je néglige tout autre effet qui pourrait affecter mon calcul d'incertitudes, comme par exemple les erreurs sur les flux $24\mu\text{m}$ ou les erreurs dues à la variance cosmique.

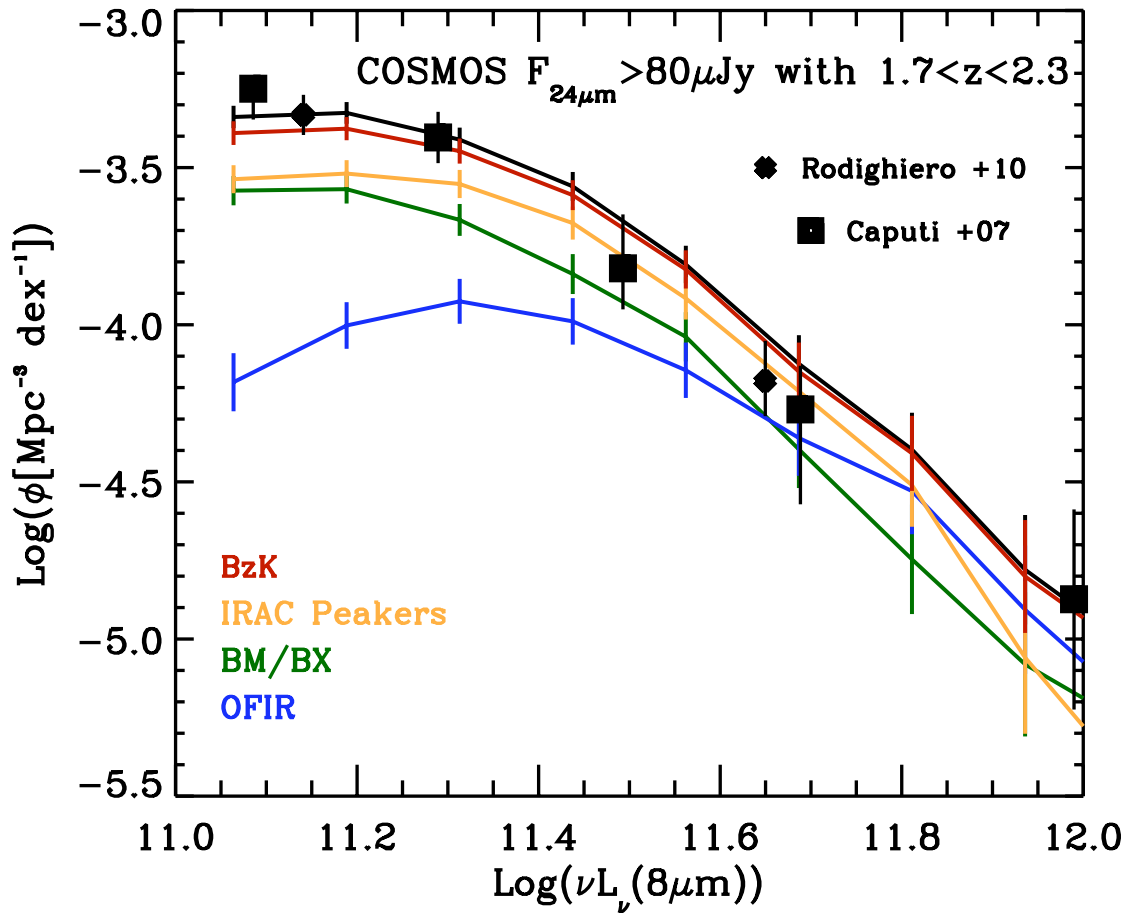


FIGURE 7.1 – Fonctions de luminosité à $8\mu\text{m}$ des galaxies MIPS identifiées entre $1.7 < z < 2.3$ avec les techniques de sélection couleur décrites aux chapitres 5 & 6 (rouge : *BzK* ; vert : *BM/BX* ; jaune : *IRAC peakers* ; bleu : sources *OFIR*) et comparé à la fonction de luminosité à $8\mu\text{m}$ totale mesurée dans le champ COSMOS (courbe noire). Pour comparaison, sont montrés les résultats de la littérature pour LF totale à $8\mu\text{m}$ et calculée à $z \sim 2$ par Rodighiero et al. (2010, losanges noirs) and Caputi et al. (2007, carrés noirs). Les barres d'erreurs sont basées sur le bruit de Poisson.

Je me contente dans cette section de décrire la méthode utilisée pour obtenir les fonctions de luminosité à $8\mu\text{m}$ des sources du champ COSMOS. J'analyserai mes résultats obtenus à la section 7.2.

7.1.3 Estimateur de Taux de formation d'étoiles (SFR)

Pour pouvoir contraindre les modèles théoriques et mieux comprendre les mécanismes responsables de la formation des galaxies, il est important de connaître le taux de formation d'étoiles de nos galaxies et d'en comprendre l'évolution. A ce propos, étant donné que l'émission en IR moyen des galaxies à formation d'étoiles provient de la poussière chauffée par les photons des étoiles jeunes, leur luminosité en IR moyen justement corrèle assez fortement avec leur taux de formation d'étoiles (e.g., Roussel et al. 2001; Förster Schreiber et al. 2004; Wu et al. 2005). En l'occurrence, les travaux de Calzetti et al. (2007) ainsi que Díaz-Santos et al. (2008) mettent ce phénomène en avant : ils ont analysé les propriétés en IR-moyen des régions HII d'un échantillon de sources à formation d'étoiles provenant de l'Univers local et ont établi une corrélation significative avec une pente logarithmique d'environ 1 pour 1 entre la densité de luminosité à $8\mu\text{m}$ (corrigée de la contribution stellaire) et la luminosité de ces sources mesurée à partir de la raie d'émission Pa α corrigée de l'extinction. D'autres études arrivent aux mêmes conclusions. Par exemple, la combinaison des observations en IR-moyen et en IR-lointain de l'Univers proche avec IRAS, ISO, *Spitzer* et AKARI a révélé une étroite corrélation entre la luminosité $L_{8\mu\text{m}}$ et la luminosité IR totale des galaxies locales (e.g., Bavouzet et al. 2008; Goto et al. 2011).

Je cherche maintenant à calculer le taux de formation d'étoiles de mes sources à $z\sim 2$. Comme je l'ai détaillé au paragraphe précédent, il existe plusieurs méthodes pour obtenir le SFR d'une galaxie. Je vais détailler dans les paragraphes qui suivent les différentes méthodes retenues ici.

J'ai d'abord utilisé la relation obtenue par Elbaz et al. (2011) entre $L_{8\mu\text{m}}$ et la luminosité IR totale. Cette relation est linéaire : $L_{\text{IR}}/L_{8\mu\text{m}} \sim 4.9 \pm 0.2 \text{ dex}$. Et en se référant à Kennicutt (1998a) pour avoir la conversion standard entre L_{IR} et le taux de formation d'étoiles total, à savoir : $SFR [M_{\odot} \text{yr}^{-1}] = 1.72 \times 10^{-10} L_{\text{IR}} [L_{\odot}]$, on obtient finalement la relation suivante :

$$SFR(M_{\odot} \text{yr}^{-1}) = 8.4^{+4.9}_{-3.1} \times 10^{-10} L_{8\mu\text{m}}(L_{\odot}) \quad (7.1)$$

En comparant la relation 7.1 dans la gamme de luminosité sondée par les galaxies à haut redshift de mon échantillon (à savoir, $L_{8\mu\text{m}} \sim 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$), je retrouve globalement les mêmes valeurs de SFR pour mes sources que les SFR obtenus à partir de la relation proposée dans l'Univers local par Goto et al. (2011) avec les calibrations de Kennicutt (1998a) :

$$SFR(M_{\odot} \text{yr}^{-1}) = (34 \pm 9) \times 10^{-10} \times (L_{8\mu\text{m}}/L_{\odot})^{0.94} \quad (7.2)$$

J'ai ensuite calculé le SFR des galaxies du champ COSMOS en utilisant une deuxième méthode. Cette fois-ci, j'ai calculé le SFR des galaxies de mon échantillon $24\mu\text{m}$ COSMOS à partir de la relation de Calzetti et al. (2007). Pour appliquer cette relation, j'ai fait l'hypothèse d'un disque typique à formation d'étoiles et en prenant comme taille de diamètre 2-5 kpc, diamètre typique des galaxies de mon échantillon. Calzetti et al. (2007) utilisent les luminosités Pa α pour obtenir le taux de formation d'étoiles des galaxies dans l'Univers local. Et d'après Osterbrock and Bochkarev (1989) et Alonso-Herrero et al. (2006), j'obtiens finalement :

$$SFR [M_{\odot} yr^{-1}] = 6.79 \times 10^{-41} L_{Pa\alpha} [erg s^{-1}] \quad (7.3)$$

L'Eq. 7.3 repose fortement sur l'hypothèse faite sur la taille du disque. Je tiens cependant à faire remarquer que les incertitudes liées au choix de la taille de cette région sont négligeables devant les incertitudes affectant le coefficient de corrélation entre les densités de luminosités $Pa\alpha$ et $8\mu m$ (Calzetti et al. 2007; Díaz-Santos et al. 2008, et aussi Alonso-Herrero et al. 2006). Comme mentionné précédemment, cette relation est valable dans le cas de l'Univers local. Cependant, l'étude menée par Papovich et al. (2009) sur une galaxie submillimétrique subissant l'effet d'une lentille gravitationnelle à $z \sim 2.5$ confirme cette relation et cela m'autorise à l'étendre à des sources de l'Univers à plus haut redshift. Une fois encore, les SFR obtenus en utilisant cette méthode sont cohérents avec les SFRs de mes sources obtenus par les deux autres méthodes décrites ci-dessus.

En raison de ce bon accord entre les différentes relations citées précédemment pour calculer le taux de formation d'étoiles de mes sources $24\mu m$, j'ai choisi de calculer le taux de formation de mes sources à partir de la relation 7.1, tout en ayant vérifié que les autres méthodes m'auraient conduites à des résultats similaires.

A partir des quantités L_{IR} et SFR obtenues, j'ai pu calculer les contributions des sources MIPS sélectionnées par les différents critères discutés précédemment (cf. chapitres 5 & 6) à la densité de luminosité IR de l'Univers ainsi qu'à la densité de taux de formation d'étoile dans trois intervalles de redshifts : $1.5 < z < 1.9$, $1.9 < z < 2.3$ et $2.3 < z < 2.7$. Le but de mon étude est de quantifier la contribution des différents sous-échantillon de galaxies à la densité de taux de formation d'étoiles totale. Par conséquent, je n'applique aucune extrapolation aux populations de sources MIPS à la partie peu lumineuse de la fonction de luminosité. Les fonctions de luminosités et les densités de taux de formation d'étoiles que je présente aux Fig. 7.1 & 7.2 sont calculés jusqu'au flux $24 \mu m$ limite de mon étude, i.e. $F_{24\mu m} = 0.08$ mJy. La Fig. 7.2 montre l'évolution avec le redshift du taux de formation d'étoiles des sources $24 \mu m$ de mon échantillon COSMOS. Je montre également les résultats de la littérature, à savoir l'évolution de la densité de luminosité IR totale obtenue par Rodighiero et al. (2010) jusqu'à $z \sim 2.5$ (en rose) ainsi que l'histoire de la formation stellaire à tout âge cosmique dérivée par Hopkins and Beacom (2006) (en violet).

Les 1306 sources dont je n'ai pas obtenues les contreparties optiques lors des deux cross-corrélations détaillées au chapitre 4 ne sont bien évidemment pas prises en compte pour ce calcul de ρ_{IR} . De plus, lorsque je calcule la densité de luminosité totale de mon échantillon $24\mu m$, il ne s'agit bien sur que de la densité comobile de luminosité IR des sources au delà du flux limite de notre étude ($F_{24\mu m} = 0.08$ mJy). Il faut donc être prudent en comparant les études de Hopkins and Beacom (2006) et de Rodighiero et al. (2010) à mes résultats obtenus pour $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy.

Je discuterai de la contribution de chaque sous-population de galaxie à la densité du taux de formation d'étoile à la section suivante.

7.2 Analyse des résultats

7.2.1 Contributions à la fonction de luminosité IR

A la section précédente, la Fig. 7.1 montre les fonctions de luminosité associées aux sources MIPS identifiées avec les quatre critères de sélection détaillés dans les chapitres 5 & 6, et

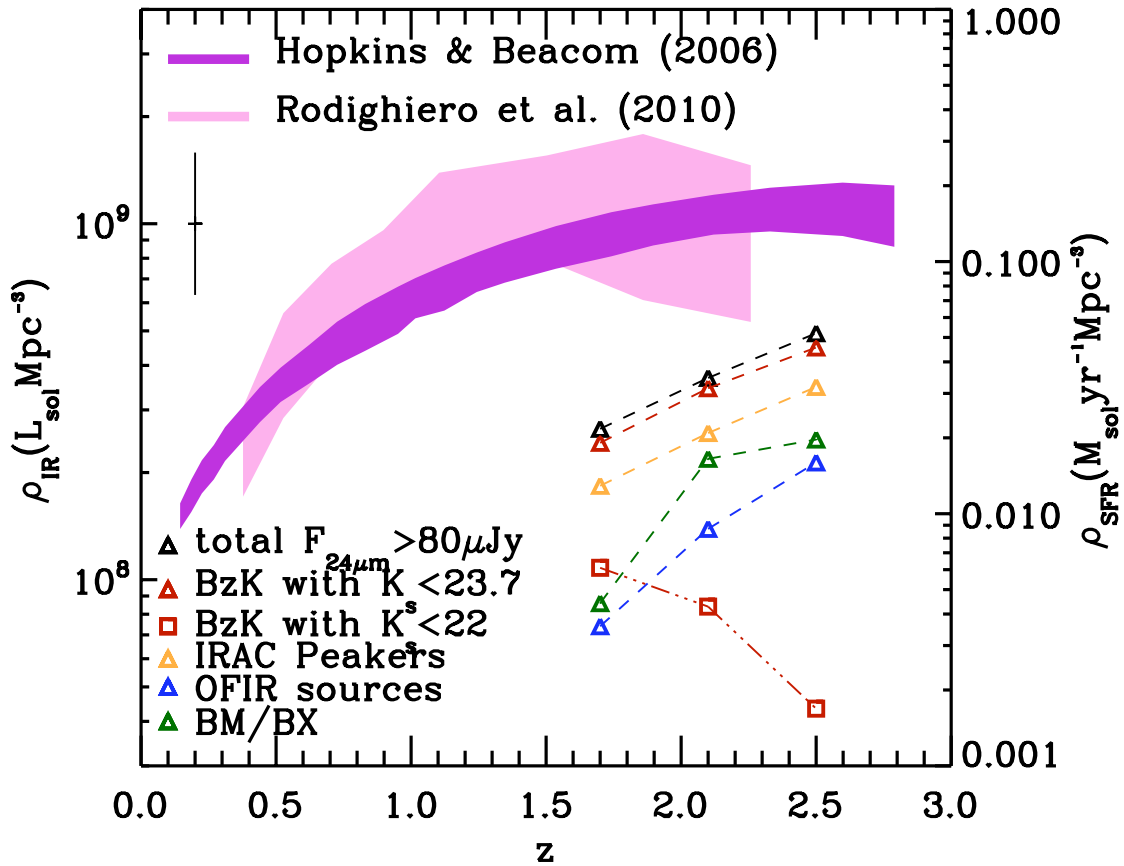


FIGURE 7.2 – Densité comobile de luminosité infrarouge totale produite à respectivement $1.5 < z < 1.9$, $1.9 < z < 2.3$ et $2.3 < z < 2.7$ par les sources $24\mu\text{m}$ avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{mJy}$ (triangles noirs), comparé à la contribution des sources $24\mu\text{m}$ identifiées avec les techniques de sélection couleurs décrites au chapitre 5 (rouge : *BzK*; vert : *BM/BX*; jaune : *IRAC* peakers; bleu : galaxies optiquement faibles mais brillantes en IR avec identification de photo- z). Dans le cas des échantillons de galaxies où l'émission *MIPS* $24\mu\text{m}$ est produite de manière prépondérante par la formation stellaire (i.e., sources *BzK* et *BM/BX*, *IRAC* peakers), la densité comobile de luminosité IR peut être lue comme densité de formation d'étoiles (axe vertical gauche) en supposant avérée la conversion de Kennicutt (1998a). Pour comparaison avec des études de prédécesseurs, l'évolution de la densité comobile de luminosité IR calculé par Rodighiero et al. (2010) jusqu'à $z\sim 2$ est représentée par la zone rose claire. L'évolution de la densité de formation d'étoiles de l'Univers obtenue par Hopkins and Beacom (2006) est représentée elle par la zone plus sombre (en violet). L'erreur typique affectant nos mesures est représenté par la ligne verticale dans le coin haut gauche de la figure.

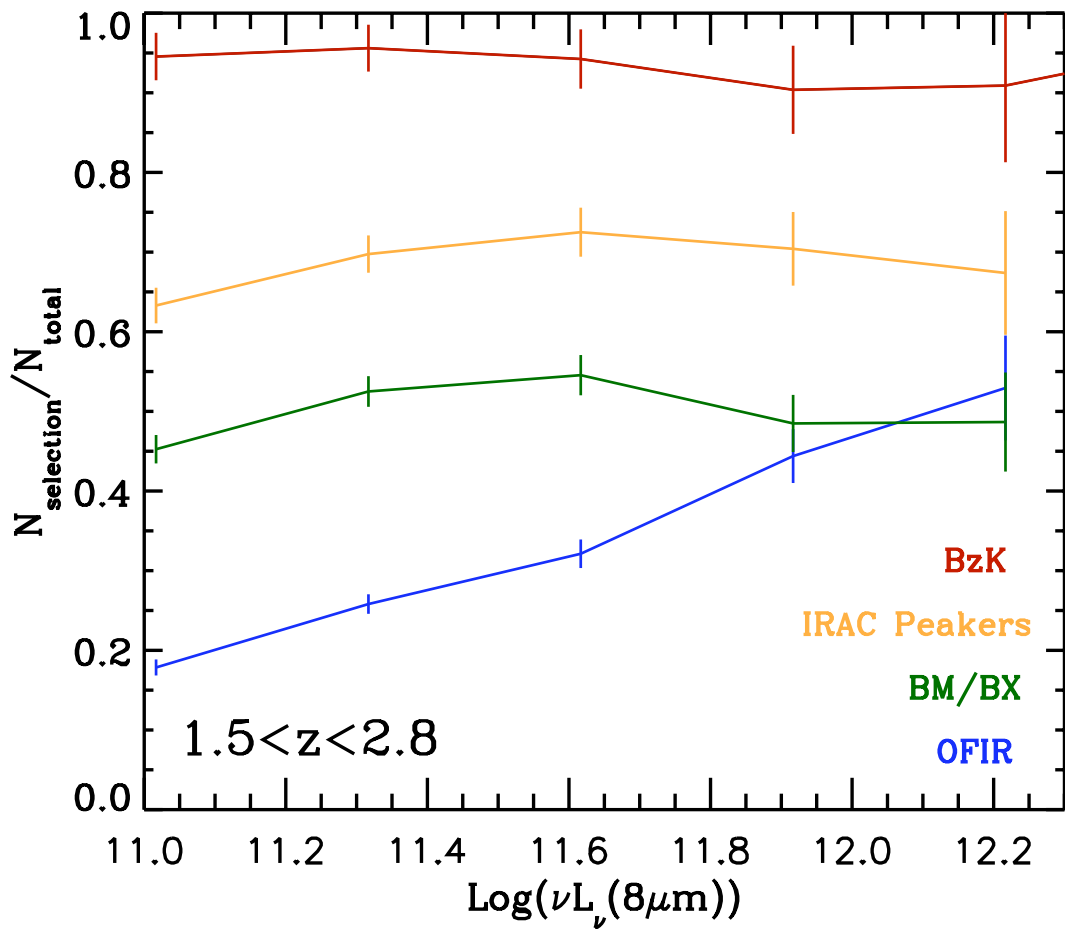


FIGURE 7.3 – Fraction de galaxies sélectionnées par chacun des critères en fonction de la luminosité $L_{8\mu\text{m}}$ et dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$. J'ai utilisé ici le même code couleur que pour la Fig. 7.1.

comparées avec la fonction de luminosité total à $8\mu\text{m}$ observée à $1.7 < z < 2.3$ dans le champ COSMOS. Cette dernière quantité est elle même comparée aux LF à $8\mu\text{m}$ obtenues par Caputi et al. (2007) et Rodighiero et al. (2010) à partir des études GOODS et SWIRE, avec lesquelles je trouve un plutôt bon accord, compte tenu du fait que mon étude concerne uniquement les galaxies du champ COSMOS avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$.

Je cherche ici à quantifier et analyser la contribution des différentes sous-populations à cette LF. Mis à part le cas des sources optiquement faibles mais brillantes en IR, mon étude semble mettre en évidence que la fraction de galaxies MIPS à haut redshift sélectionnées par les critères BzK , BM/BX et IRAC peaker ne dépend pas de la luminosité à $8\mu\text{m}$. Il n'est cependant pas facile de quantifier la contribution de chaque sélection sur cette Fig. 7.1. C'est pourquoi j'ai regardé l'évolution de ces fractions en nombre par rapport à la luminosité $L_{8\mu\text{m}}$ comme le montre la Fig. 7.3. Pour avoir une meilleure statistique et donc obtenir une analyse plus fine, j'ai augmenté la taille de l'intervalle de redshift de l'étude, passant de $1.7 < z < 2.3$ pour le calcul des LF à $1.5 < z < 2.8$ pour étudier l'évolution de ces fractions en nombre. L'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$ n'a pas été pris au hasard : il correspond au plus grand intervalle de redshift commun aux quatre sélections étudiées, comme je l'ai expliqué au chapitre 6. Sur cette Fig. 7.3, on voit à nouveau que les fractions de sources MIPS sélectionnées en tant que sources BzK , BM/BX ou en tant que IRAC peakers sont quasi-constantes sur l'intervalle de luminosité $8\mu\text{m}$ que sondent les observations MIPS $24\mu\text{m}$.

Je remarque ici que les différentes populations contribuent à la fonction de luminosité avec des fractions semblables à leur contribution en nombre à la quantité de sources total $24\mu\text{m}$ dans les intervalles de redshift concernés. Je retrouve en effet sur la Fig. 7.3 les mêmes pourcentages que ceux calculés aux chapitres 5 & 6.

Je souligne l'absence de corrélation entre $L_{8\mu\text{m}}$ et la fraction de sources BzK ou IRAC Peaker. En revanche, je vais expliquer plus en détails les résultats portant sur l'absence d'évolution de la fraction de sources BM/BX avec $L_{8\mu\text{m}}$. En effet, à la section 5.2.3, j'ai attribué l'incomplétude de la sélection BM/BX à l'effet de l'extinction par la poussière. Or l'extinction augmente avec la luminosité $8\mu\text{m}$. Je m'attendrais alors à voir une variation de la fraction de sources sélectionnées BM/BX avec la luminosité à $8\mu\text{m}$. En effet, connaissant le rapport qui existe entre la luminosité bolométrique d'une galaxie et sa luminosité calculée en IR et UV (e.g., Bell 2003), une corrélation est attendue entre la luminosité à $8\mu\text{m}$ et l'extinction, et donc avec la fraction de sources MIPS à haut redshift manquées par le critère BM/BX.

Cependant, pour les galaxies les plus lumineuses, l'excès de L_{IR} par rapport à L_{UV} ne corrèle plus avec l'extinction par la poussière (e.g., Goldader et al. 2002; Reddy et al. 2006). Et par conséquent, le rougissement de la lumière optique ne corrèle plus avec l'extinction. Cet effet peut se comprendre si par exemple, on considère que l'émission UV/optique provient des régions étendues de formation d'étoiles où les grains de poussière suivent une distribution ordonnée "en grumeaux" (les fameux "*clumps*" en anglais) alors que pendant ce temps là, la lumière IR provient essentiellement de régions très compactes et optiquement épaisses proche du centre des galaxies.

De plus, la Fig. 7.1 rappelle bien que les observations MIPS en infrarouge moyen ne sont sensibles qu'à la partie la brillante de la LF des galaxies à haut redshift. Cela signifie que dans le cadre de mon étude, les sources MIPS sont dans le régime de luminosité où l'extinction $E(B-V)$ ne corrèle plus directement avec leur luminosité infrarouge. Je sonde une gamme de luminosités trop élevée pour pouvoir voir une évolution du nombre de sources sélectionnées BM/BX avec la luminosité à $8\mu\text{m}$.

A l'opposé de ces trois sélections UV/optiques, la Fig. 7.3 montre que la fraction de

sources OFIR augmente avec la luminosité IR. Ce résultat est sans grande surprise si on se remémore l'analyse apportée au paragraphe 6.2 où je montrais une nette évolution de la fraction de sources sélectionnées en tant que sources OFIR avec le flux $24\mu\text{m}$, visible à partir de la comparaison des distributions en redshifts au limites en flux à $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ et $F_{24\mu\text{m}} > 0.3 \text{ mJy}$ (cf Fig. 6.2). En effet, comme je l'ai discutée au chapitre 6, cette sélection est biaisée vers des galaxies fortement obscurcies. En faisant l'hypothèse que l'extinction par la poussière corrèle avec le rapport flux $24\mu\text{m}$ / flux optique des galaxies à $z\sim 2$, cela pourrait alors illustrer l'évolution de la contribution de ces sources OFIR avec la luminosité.

De plus, cette évolution pourrait en partie provenir de la contribution croissante d'AGN obscurcis à la fonction de luminosité en IR-moyen en fonction de leur flux $24\mu\text{m}$ (e.g., Brand et al. 2006; Menéndez-Delmestre et al. 2009). Cette contribution croissante augmenterait leur émission en IR-moyen par rapport à leur émission en bande optique, ce qui se traduirait alors par des couleurs $r^+ - [24]$ plus rouges.

7.2.2 Implications sur l'évolution de la densité de formation d'étoiles de l'Univers

En gardant à l'esprit que mes résultats de la Fig. 7.2 ne prennent pas en compte la contribution des galaxies sous le seuil limite de $F_{24\mu\text{m}} = 0.08 \text{ mJy}$, je peux déduire de cette figure que les galaxies dominées par la formation stellaire détectée à $24\mu\text{m}$ dans le champ COSMOS contribuent pour une part non négligeable à la densité comobile de luminosité infrarouge à $z\sim 2$, en accord avec ce qui a été trouvé par le passé (e.g., Caputi et al. 2007; Rodighiero et al. 2010). Il en résulte alors que l'incomplétude affectant les différentes sélections en couleur décrites précédemment peut s'avérer être un biais non négligeable lorsque l'on raisonne en terme de vision globale au sujet de la formation et de l'évolution des galaxies.

En ce qui concerne la sélection des BM/BX, ces sources ne contribuent qu'à hauteur de 50% au taux de formation d'étoiles dans les galaxies de mon échantillon à $z\sim 2$ avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$. De manière similaire aux autres critères de sélection, cette fraction est quasi-constante sur l'intervalle de redshift $1.5 < z < 2.8$. Dans le cas du critère BM/BX, j'avais attribué cette incomplétude à l'effet de l'extinction par la poussière. Etant donné que l'extinction liée à la poussière diminue de manière globale lorsque la luminosité bolométrique décroît (Reddy et al. 2006), les biais affectant la sélection des BM/BX auraient été moindres si j'avais utilisé une sélection $24\mu\text{m}$ plus profonde. Il est intéressant de noter ici qu'un résultat similaire a été obtenu totalement indépendamment par Guo and White (2009), basant leur étude sur une approche semi-analytique et utilisant la dernière version en date des *Millenium Simulations* (Springel et al. 2005). Selon leur modèle, ils ont trouvé qu'une importante fraction de la densité de formation d'étoiles de l'Univers à $z\sim 2$ provient de galaxies trop fortement obscurcies pour être sélectionnées par le critère BM/BX. En principe, il est possible d'appliquer des corrections pour corriger de ces incomplétudes et rendre compte de la différence entre les propriétés des galaxies satisfaisant ces critères et les propriétés caractérisant la population globale de sources à formation stellaire aux redshifts considérés (e.g., Reddy et al. 2008). Cependant, mes résultats, ainsi que ceux de Guo and White (2009), soulignent le fait qu'une forte extrapolation serait alors requise pour prendre en compte la contribution non négligeable des galaxies lumineuses enfouies dans la poussière à la densité de formation d'étoiles à $z\sim 2$. Pour pouvoir estimer la totalité de la formation d'étoiles à partir d'un critère comme celui des BM/BX, il faudrait appliquer un facteur d'extrapolation de l'ordre de 2. En effet, 50% des sources avec $L_{8\mu\text{m}} > 10^{11.1} L_{\odot}$ sont manquées par ce critère, ce qui correspond à des sources formant activement des étoiles, de l'ordre de $SFR > 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en appliquant les conversions entre $L_{8\mu\text{m}}$ et SFR .

Dans ce paragraphe, j'analyse les contribution des sélections IRAC Peakers et des sources OFIR au taux de formation d'étoiles à $z\sim 2$. De par la construction du critère des IRAC

Peakers, cette sélection identifie les galaxies caractérisées par la présence prononcée d'un pic d'émission stellaire. Et de ce fait, ce critère ne prétend pas offrir une vue complète de la contribution totale des sources massives à formation stellaire par rapport à l'évolution de la masse stellaire à haut redshift. C'est d'ailleurs ce que je trouve puisque plus de $\sim 30\%$ de la densité de luminosité à $8\mu\text{m}$ située à la partie la plus brillante de la LF provient de galaxies massives manquées par le critère IRAC Peaker à $z\sim 2$.

Dans le cas des sources OFIR, si je regarde la contribution de ces sources au taux de formation d'étoiles à $z\sim 2$, la fraction de sources manquées par ce critère peut atteindre $\sim 70\%$. Cette importante fraction manquée dans le cas de ces deux critères pourrait être expliquée par un fort continuum de poussière chaude dû à la présence d'AGN obscurcis par la poussière et qui contribue à l'émission en proche-IR au repos des galaxies les plus lumineuses (i.e., $L_{8\mu\text{m}} > 10^{12}L_{\odot}$) à haut redshift (e.g., Houck et al. 2005; Desai et al. 2009). Cependant, la plupart de ces sources distantes montrent des émissions fortes de PAH caractéristiques de galaxies formant activement des étoiles (Fadda et al. 2010).

Qui plus est, je rappelle une nouvelle fois la récente corrélation mise en place entre la luminosité $8\mu\text{m}$ et la luminosité infrarouge totale pour les galaxies jusqu'à redshifts $z\sim 3$ Elbaz et al. (2011), qui insiste bien sur le fait que la luminosité en infrarouge moyen des galaxies est majoritairement alimentée par l'activité de formation stellaire. Ce qui me permet de conclure ici qu'une fraction non négligeable de l'histoire de la formation d'étoiles dans l'Univers est manquée par ces deux techniques de sélection couleur.

Par ailleurs, je trouve que la sélection BzK permet, quant à elle, une sélection quasi-complète des galaxies à formation d'étoiles à $z\sim 2$, et cela au moins dans l'intervalle de luminosité couvert par les observations MIPS. Cette très bonne identification de sources MIPS par le critère BzK est valable non seulement pour l'échantillon $24\mu\text{m}$ dans son ensemble, mais également dans le cas des galaxies les plus lumineuses – et par conséquent potentiellement les plus affectées par la poussière – de l'échantillon. J'ai également utilisé le catalogue optique de redshift photométrique du champ COSMOS (Ilbert et al. 2009) pour vérifier la validité de ce critère BzK pour sélectionner des galaxies à formation d'étoiles à des redshifts $1.4 < z < 2.5$ et cela même à des luminosités plus faibles. Je peux conclure ici que ce critère de sélection est une méthode robuste pour identifier les galaxies à cet âge cosmique de l'Univers, et cela même s'il n'est pas possible d'obtenir des redshifts photométriques valables pour ces sources.

En revanche, il faut toutefois garder à l'esprit que le critère BzK dépend fortement de la profondeur disponible pour les observations en bande- K . Comme le montre la Fig. 7.2, avec une magnitude limite de $K_s = 22$ (carrés rouges) au lieu de $K_s = 23.7(AB)$ (triangles rouges), la contribution des sources sélectionnées comme BzK à la densité de formation d'étoiles de l'Univers chute à $\sim 40\%$ pour l'ensemble des sources avec $F_{24\mu\text{m}} > 0.08$ mJy, soulignant ici le réel besoin d'observations profondes pour sonder l'Univers à $z\sim 2$ de façon complète. Kurczinski et al. (2011, submitted) ont des conclusions similaires, bien que leurs résultats soient plus dramatiques pour la sélection BzK : dans leur étude, les sources sélectionnées BzK ne contribuent que pour $\sim 20\%$ à la densité de formation d'étoiles à $1.5 < z < 2.0$ pour des observations peu profondes en K . En effet, ils travaillent par extrapolation jusqu'à $K_{AB} < 22.5$, leurs observations étaient complètes jusqu'à $K_{AB} < 21.8$. Même si je prends une limite en K plus faible que celle de mon catalogue de départ (à savoir $K_s = 23.7(AB)$), je n'atteins pas des pourcentages aussi faibles que leurs travaux. Ceci laisse penser que leurs travaux basés sur des observations peu profondes ne reflètent pas la réalité de l'Univers à $z\sim 2$ et cela malgré l'extrapolation utilisée pour étendre leur étude à une magnitude en bande K plus profonde. Cela souligne ici le côté aléatoire et dangereux des extrapolations quand les variables étudiées sont mal contraintes. Je souligne une nouvelle fois l'importance des relevés profonds lorsque l'on cherche à sonder l'Univers dans sa vision d'ensemble.

De manière plus générale, le fait qu'une fraction non négligeable des sources à haut redshift puisse être manquée par des critères de sélection optique a déjà été exploré par d'autres groupes qui ont utilisé des méthodes d'analyse différentes de celles que j'ai détaillées précédemment. Cette incomplétude est non seulement due à l'extinction par la poussière, mais également à la grande variété des hypothèses faites quant aux propriétés des galaxies à haut redshift pour établir ces critères de sélection couleur.

Par exemple, Ly et al. (2011) basent leur étude sur des sources émettant en [OII]. Leur échantillon de sources représente une fraction non négligeable des galaxies à $z \sim 1.5$ et pourtant manquées par les critères traditionnels BzK et BM/BX . Ils retrouvent également la même tendance que celle présentée dans ce chapitre, à savoir qu'une partie importante de leur échantillon est manquée par le critère BM/BX alors qu'ils trouvent le même pourcentage élevé de recouvrement avec la sélection BzK .

A partir d'un échantillon de galaxies sélectionnées par leur flux en bande I, Le Fèvre et al. (2005) sélectionne 970 galaxies appartenant au Vimos VLT Deep Survey (VVDS) pour lesquelles ils obtiennent les redshifts spectroscopiques ($1.4 < z < 5$). Le résultat fort de cette étude est que l'Univers contient plus de galaxies dans l'intervalle de redshift $1.4 < z < 5$ que ce qui était jusqu'alors connu de par les sélections couleur. Le Fèvre et al. (2005) conclut qu'un échantillon de galaxies sélectionnées en magnitude, et avec suivi spectroscopique, permet un recensement plus complet de l'Univers à haut redshift que ces techniques de sélection couleur, tout en gardant à l'esprit que le premier cas nécessite un lourd travail pour obtenir les redshifts, spectroscopiques ou photométriques de nos sources.

Une autre démarche est de travailler avec les masses des galaxies. En effet, l'information sur la masse des galaxies est importante quand on sait que masse et luminosité corrélient et que les galaxies les plus massives sont également les plus lumineuses. Caputi et al. (2011) trouve des résultats similaires aux travaux décrits dans ce paragraphe ainsi qu'à mes résultats, mais exprimés en terme de masse des galaxies : $\sim 30\%$ des galaxies massives à $z = 3 - 4$ sont manquées par des études optiques même atteignant des magnitudes profondes, soulignant le besoin d'études profondes en IR-proche pour permettre l'identification des galaxies à haut redshift touchées par l'extinction par la poussière.

Pour cette raison, je me suis intéressée à la masse des galaxies de mon échantillon à $24\mu\text{m}$ qui m'est donnée dans le catalogue optique de (Ilbert et al. 2009). En effet, Ilbert et al. (2009) a dérivé la masse stellaire des galaxies COSMOS par la technique d'ajustement des SEDs à l'aide du code BC03. Je détaillerai d'avantage cette étude en masse de mes galaxies dans le chapitre suivant où je décris la célèbre corrélation SFR-mass, je me contente ici de regarder l'évolution de la fraction de sources manquées par le critère BM/BX en terme de masse. Je trouve que le pourcentage de sources non identifiées par la sélection BM/BX augmente fortement avec la masse stellaire : pour des masses stellaires de $M \sim 10^{10} - 2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, $\sim 30\%$ de ces sources sont manquées par le critère BM/BX , dans l'intervalle $M \sim 2.5 - 5 \times 10^{10} M_{\odot}$, ce pourcentage s'élève à $\sim 45\%$, pour augmenter à $\sim 55\%$ pour $M \sim 5 - 7.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, puis $\sim 60\%$ pour $M \sim 7.5 \times 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$, et enfin $\sim 70\%$ pour $M \sim 10^{11} - 2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$. Cette même tendance est trouvée par Caputi et al. (2011) à plus haut redshift ($z = 3 - 4$) pour des sélections optiques typiques. Comme je l'ai détaillé au chapitre 5, ces sources sont manquées par ces critères UV/optique principalement à cause de l'extinction par la poussière. C'est en tout cas la raison principale qui explique la forte proportion (50%) de sources non sélectionnées par le critère BM/BX (cf Fig. 5.6). Je remarque ici que la fraction de sources manquées par ce critère augmente également avec la masse des sources, ce qui me montre que les galaxies les plus massives de mon échantillon sont sans doute aussi les plus affectées par l'extinction. Cela me permet de conclure que l'extinction est plus présente dans les galaxies les plus massives. Cela souligne à nouveau que, considérant l'importance de l'extinction sur les galaxies que l'on observe, les relevés IR jouent un rôle déterminant pour détecter les galaxies

manquées précédemment par les relevés optiques.

Tous ces résultats aboutissent à la même conclusion : l'identification des populations de galaxies à haut redshift à partir de critère couleur UV/optique est fortement biaisée et incomplète. Pour avoir une meilleure vision globale de l'Univers à haut redshift, les études dans l'IR-moyen ainsi que les échantillons sélectionnés en magnitude et en redshifts spectroscopiques et/ou photométriques semblent être une meilleure option dans le but de comprendre la formation et l'évolution des galaxies dans son ensemble.

Partie III :
**Caractérisation physique des galaxies
fortement éteintes grâce à l'infrarouge
lointain**

CHAPITRE 8

L'infra-rouge lointain (FIR) dévoilé par Herschel

8.1 Le télescope Herschel

Herschel est un satellite de l'Agence Spatiale Européenne lancé le 14 mai 2009. Ce télescope possède le plus grand miroir jamais envoyé dans l'espace, à savoir 3.5 m de diamètre. Herschel a pour but de sonder l'Univers à des longueurs d'ondes infra-rouges couvrant le spectre de 60 à 600 μm et avec des résolutions encore jamais atteintes. L'atmosphère étant très opaque dans l'infrarouge lointain, ces longueurs d'ondes ont été encore peu explorées, notamment à partir de 200 μm , ce qui explique la nécessité de lancer ces télescopes en orbite.

Herschel possède à son bord trois instruments de grande précision : HIFI, SPIRE et PACS. Je vais donner une introduction rapide des deux premiers instruments dans les sous-sections qui suivent, et je m'attarderai plus longuement sur PACS, qui représente une grande source d'intérêt dans mon travail, comme je le décrirai à la section 8.2 et aux chapitres 9 & 10.

Herschel a une température d'équilibre de 80 K, uniforme et avec peu de variations. De plus, Herschel possède un cryostat qui contient lui même les trois instruments cités précédemment comme l'illustre la Fig. 8.1. La température du plan focal instrument est abaissée à 1.7 K par de l'hélium superfluide. Ce réservoir d'Hélium a un volume de 2160 litres, ce qui signifie que la mission scientifique d'Herschel a une durée de vie de 3.5 ans. Néanmoins, les détecteurs de PACS et SPIRE ont besoin d'être refroidi d'avantages, à une température de 0.3 K.

Comme annoncé plus haut, Herschel couvre la gamme de longueur d'onde 60 à 600 μm . Cela correspond au maximum d'émission pour les corps noirs dans l'intervalle de température 5-50 K approximativement. C'est pourquoi Herschel est particulièrement efficace pour étudier les objets froids en dehors du système solaire ainsi que la poussière froide de l'Univers. Sachant que la poussière est un excellent traceur de la formation stellaire, un des principaux objectifs de cette mission est d'étudier le taux de formation d'étoiles au cours de l'histoire de l'Univers et ainsi comprendre la formation des galaxies aux premières époques de l'Univers. Il est également intéressant de noter que l'intervalle de longueur d'onde observée par Herschel correspond aux longueurs d'ondes où le gaz froid émet ses raies les plus fortes. De ce fait, Herschel permet aussi une meilleure connaissance de la chimie des atmosphères planétaires et du milieu interstellaire.

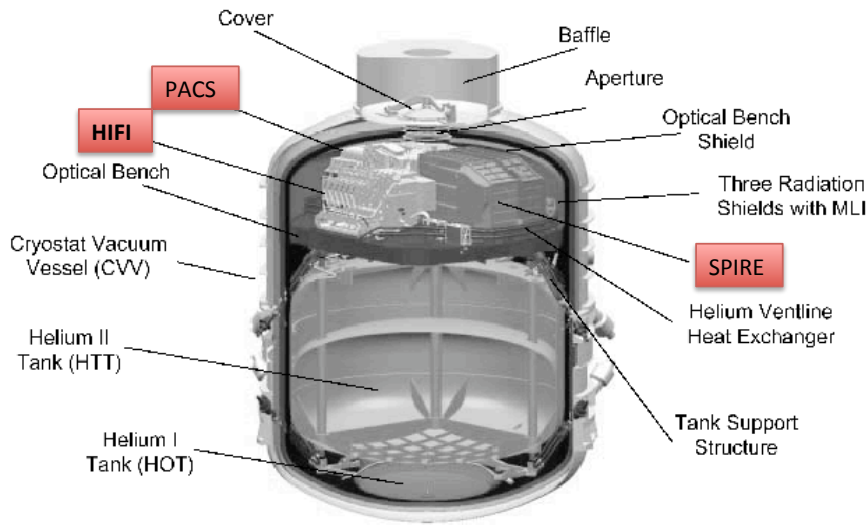


FIGURE 8.1 – Le cryostat d'Herschel. *Tirée de l' Observers' manual d'Herschel*

8.1.1 Qu'est-ce qu'un bolomètre ?

Dans les sous-sections qui suivent où je décris les instruments, je vais être amenée à parler de bolomètres. Je définis ici ce terme. Un bolomètre est, de façon générale, une sorte de thermomètre, mesurant la chaleur qui entre et la transformant en signal électrique. Il a été inventé en 1880 par Samuel Pierpont Langley dans le but d'étudier le rayonnement électromagnétique solaire. Le principe de base du bolomètre est d'utiliser la température comme source d'information.

Un bolomètre est composé de trois éléments de base, représentés sur la Fig. 8.2 : un absorbeur de rayonnement, un senseur thermique (thermomètre sur la Fig. 8.2) et une fuite thermique reliant l'absorbeur à une source froide.

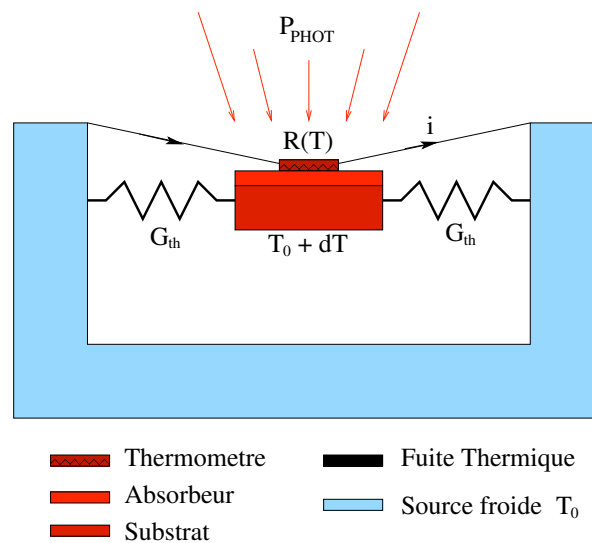


FIGURE 8.2 – Schéma explicatif du principe de fonctionnement d'un bolomètre. *Tirée de la thèse de N. Billot.*

La Fig. 8.2 montre le fonctionnement d'un bolomètre. La partie rouge sur ce schéma montre l'absorbeur, fine couche de métal superposé au substrat. Sur le dessus de cet empilement se trouve le thermomètre, directement en contact thermique avec l'absorbeur, et relié électriquement au reste du bolomètre. Le thermomètre est échauffé par la puissance P_{PHOT} et par la puissance électrique qui circule dans le circuit. La fuite thermique permet, comme son nom l'indique, d'évacuer la chaleur emmagasinée dans le bolomètre.

Il existe différents types de bolomètres que je n'expliciterai pas en détails ici. Je me contente d'en donner un bref aperçu. Il existe des bolomètres dits "résistifs" qui utilisent une résistance comme thermomètre. L'autre grande famille de bolomètres est celle des "bolomètres supraconducteurs" qui exploitent la forte dépendance en température de certains métaux lorsqu'ils passent de l'état de conducteur à celui de supraconducteur. Le CEA est depuis plus d'une vingtaine d'années pionnier dans le domaine de la fabrication des bolomètres. Le CEA a introduit un nouveau concept de bolomètres en utilisant des cavités résonantes dans le but d'optimiser l'absorption du rayonnement électromagnétique. Je ne détaillerai pas plus ce concept ici mais je précise toutefois que cette technique, initiée par le CEA/LETI, est maintenant très répandue et utilisée sur la quasi-totalité des bolomètres actuels. La Fig. 8.3 illustre justement ce principe de bolomètres avec cavités résonantes, montrant les matrices de bolomètres de l'instrument Herschel-PACS.

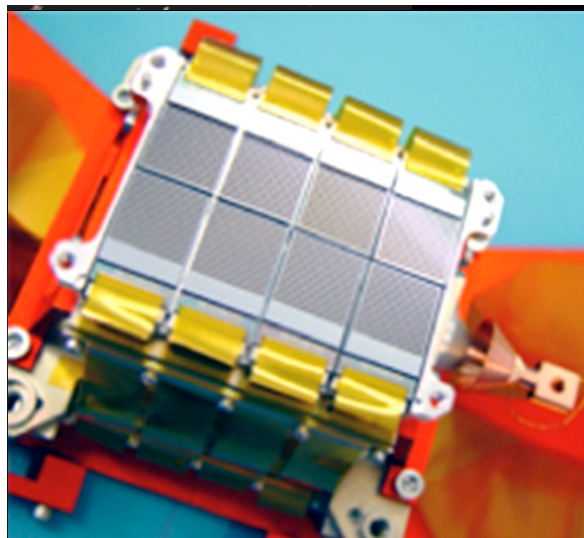


FIGURE 8.3 – 8 matrices de bolomètres de l'instrument PACS, réalisées par le CEA. Il s'agit de la voie bleu de l'instrument. En effet, chaque matrice comporte 16×16 pixels, soit 256 pixels. L'autre voie de l'imageur de PACS ne comporte que 2 matrices de bolomètres. *Crédit : CEA.*

8.1.2 HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared)

HIFI donne accès à de la spectroscopie haute voire très haute résolution sur l'intervalle de longueur d'onde $157\text{-}213 \mu\text{m}$ et $240\text{-}625 \mu\text{m}$. Un des points forts de cet instrument est qu'une fraction non négligeable des longueurs d'ondes couvertes par HIFI n'est pas observable depuis le sol.

HIFI représente un instrument de premier choix pour étudier l'interaction des étoiles et du milieu interstellaire de par sa capacité à observer des milliers de lignes d'émission

moléculaires, atomiques et ioniques dans le submillimétrique. Je vais maintenant brièvement donner quelques exemples des capacités scientifiques de cet instrument. Il s'agit par exemple d'un outil majeur pour sonder les régions de formation d'étoiles et de par l'étude de leurs raies de refroidissement, comprendre leur physique, leur cinématique et leur aspect énergétique. HIFI présente également l'avantage de pouvoir étudier les transitions basses des molécules PAHs et de fait mieux comprendre la formation et l'évolution de l'Univers moléculaire. Il est également possible, par exemple, de regarder la distribution de H_2O dans les planètes géantes.

8.1.3 SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver)

SPIRE (Griffin et al. 2006) possède deux instruments à son bord, un spectromètre imageur à transformée de Fourier (FTS, de l'anglais *Fourier-Transform Spectrometer*) et un photomètre, tous deux refroidis à 0.3 K.

Le spectromètre a une résolution spectrale comprise entre 20 et 1000 à 250 μm . Je ne détaillerai pas davantage le fonctionnement du spectromètre. En effet, dans le cadre de mon travail scientifique, je n'utilise que la photométrie des sources.

Le photomètre observe simultanément dans trois bandes spectrales de grande longueur d'onde : 250, 350 et 500 μm , comme le montrent les courbes de transmission des filtres sur la Fig. 8.4. Ces 3 bandes contiennent respectivement 139, 88 et 43 détecteurs, chacun possédant sa propre alimentation. Le schéma de la Fig. 8.5 montre les détecteurs de SPIRE dont la grille à l'intérieur des bolomètres est en forme de *spiderweb*, en toile d'araignées.

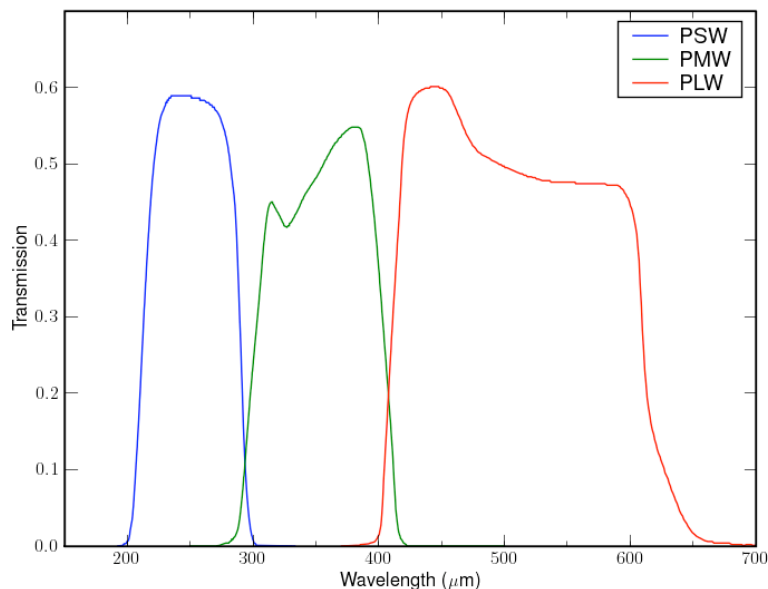


FIGURE 8.4 – Courbes de transmission des 3 filtres du photomètre de SPIRE.

SPIRE a pour but d'exploiter les plus grands avantages d'Herschel, comme la taille du télescope et sa faible émissivité, ainsi que son accès à un domaine spectral encore inexploré

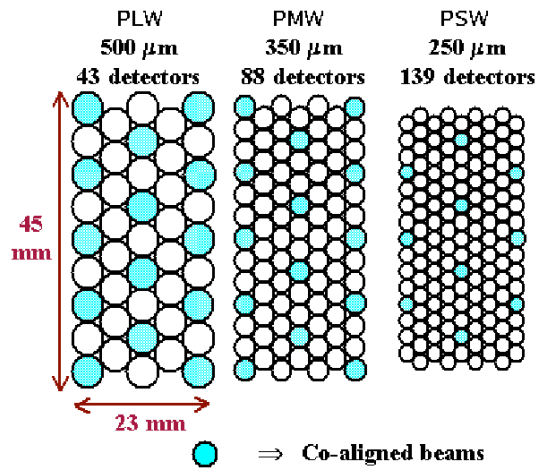


FIGURE 8.5 – Schéma des matrices de bolomètres du photomètre de SPIRE. Chaque cercle représente un détecteur. *Tirée du manuel d’observation de l’instrument SPIRE.*

(200-700 μm). Tous ces avantages font de SPIRE un outil clé dans l’étude physique et statistique de la formation des galaxies et des structures à haut redshift. SPIRE est également un atout majeur dans l’étude de la formation stellaire. Il s’agit là des deux thèmes principaux de l’activité de SPIRE. Mais de par sa photométrie profonde et la grande qualité de sa spectroscopie, cet instrument permet également de nombreuses autres études, comme par exemple celle des planètes géantes, des galaxies proches, du milieu interstellaire, des galaxies ultralumineuses en IR et des noyaux actifs de galaxies.

L’importance de SPIRE dans l’étude de la formation des galaxies, comme mentionnée plus haut, vient de sa couverture du domaine spectral. En effet, la distribution spectrale d’énergie des galaxies, comme vu au chapitre 2, pour une galaxie typique formant des étoiles, voit son maximum pour une longueur d’onde au repos d’environ 100 μm . Pour déterminer correctement la luminosité, la température et la masse de nos sources, il faut être capable d’avoir des contraintes observationnelles des deux côtés du pic d’émission. Le domaine de longueur d’onde de SPIRE correspond à la partie de la SED après le pic thermal dans le cas des galaxies locales. Et dans le cas des galaxies lointaines, ce pic est décalé dans les bandes de SPIRE. SPIRE est donc un atout pour l’étude de ces galaxies et ce, quel que soit leur redshift.

Je vais terminer cette description de l’instrument SPIRE par le mode de fonctionnement “SPIRE-PACS Parallel Mode”. Dans ce mode de fonctionnement, les instruments PACS (que je vais décrire dans la sous-section suivante) et SPIRE fonctionnent simultanément en mode photométrie, effectuant des observations de grandes étendues du ciel. PACS utilise sa bande rouge (130-210 μm) et une de ses deux bandes bleues (60-85 ou 85-130 μm), tandis que SPIRE observe dans ses trois bandes. L’avantage principal de ce mode est l’obtention d’observations simultanées dans 5 bandes avec simplement une légère perte de résolution spatiale dans la bande bleue de PACS.

Mon implication dans la participation à la réduction de données SPIRE vient essentiellement de l’utilisation de ce mode parallèle.

8.1.4 PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer)

L'instrument PACS (Poglitsch et al. 2006) se sous-divise en deux instruments travaillant dans le domaine spectral 55-210 μm : un spectromètre et un photomètre.

Le télescope Herschel n'est que moyennement froid (~ 80 K). Cela peut influencer la capacité des instruments à bien différencier une source très faible en magnitude du bruit de fond du télescope. Pour remédier à ce problème, l'instrument PACS est muni d'un petit miroir à inclinaison variable, le "Chopper". Ce miroir va tour à tour observer la source à étudier puis une zone de l'Univers local avec une ouverture de 6 arcmin pour le spectromètre et de 3.5 arcmin pour le photomètre. Cette technique permet de séparer complètement l'objet étudié du champ dans lequel il est observé.

Le spectromètre de PACS est un spectromètre intégral de champ de résolution comprise entre 1000 et 2000. Le principe est simple : le champ de vue ($47''$ sur $47''$) est tout d'abord divisé et réparti sur un quadrillage de dimension 5×5 pixels. Le champ de vue est ensuite imagé à nouveau, puis dispersé par un réseau pour être finalement imagé sur les détecteurs. Une fois de plus, je ne m'attarderai pas sur l'aspect spectrométrie de l'instrument. Je vais en revanche discuter plus en détail de la photométrie des sources obtenue avec PACS.

Le photomètre de PACS utilise des matrices de bolomètres comme vu au paragraphe 8.1.1 et sur la Fig. 8.3. La lumière qui arrive à l'entrée du bolomètre est dissociée en deux par un séparateur de faisceaux dichroïque, départageant ainsi les courtes des longues longueurs d'ondes avec la transition à 130 μm . Le canal "bleu" possède deux filtres, 60-85 μm et 85-130 μm , et observe avec des matrices de bolomètres de dimensions 32×64 pixels. Le canal rouge ne possède qu'un seul filtre couvrant le domaine spectral 130-210 μm avec des matrices de bolomètres de dimension 16×32 . La Fig. 8.6 montre justement les courbes de transmission des trois filtres PACS.

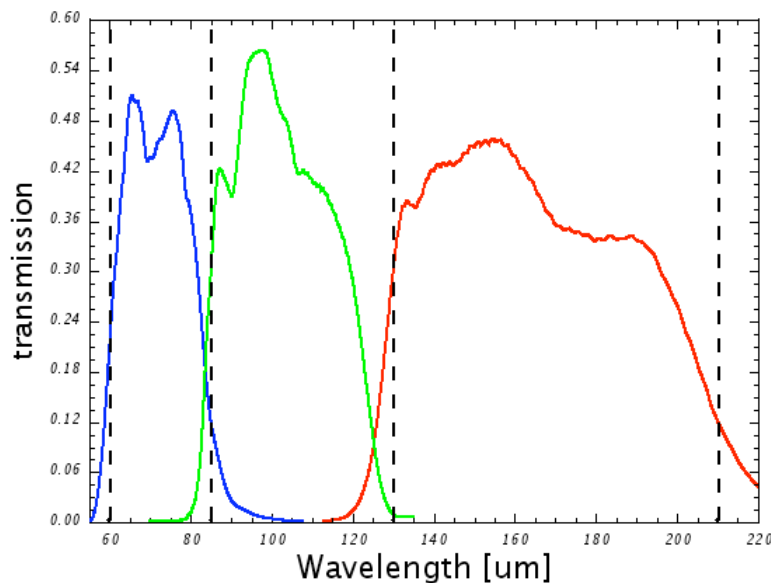


FIGURE 8.6 – Courbes de transmission des 3 filtres du photomètre de PACS.

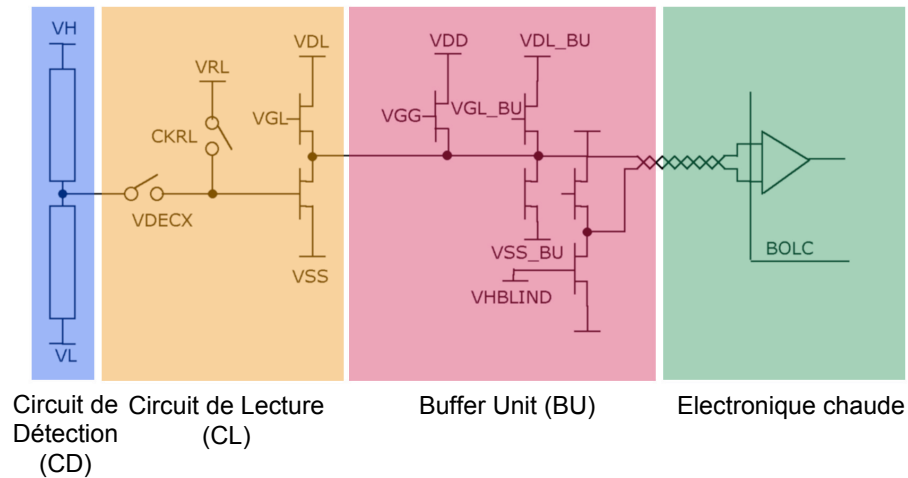


FIGURE 8.7 – Schéma électronique du circuit de lecture des matrices de bolomètres.

Je vais décrire brièvement l'architecture des matrices du photomètre de PACS et citer les différents modes de lecture. Cet aspect est certes un peu technique, mais j'aurai besoin de certaines de ces notions dans le reste de ce manuscrit, et notamment lorsque je définis la saturation du signal observé à la section 8.2.3.

Les matrices de bolomètres de PACS sont composées de 2 plaques de silicium reliées l'une à l'autre par des billes d'indium qui permettent une connexion électrique et thermique. Ces deux plaques sont superposées l'une à l'autre. La plaque supérieure et exposée au champ de radiation est appelée *Circuit de Détection* ou *CD*. Elle contient les bolomètres à proprement parler. La plaque située en dessous contient elle l'électronique de lecture et est d'ailleurs appelée assez naturellement *Circuit de Lecture* ou *CL*. Le CD comporte une rangée de pixels espacés les uns des autres par des murs interpixels. Chaque pixel possède deux thermomètres, un en son centre, et un autre au niveau du mur interpixel adjacent. Le thermomètre au centre du pixel a sa température reliée au flux incident de la source observée. Le CL lit la température renseignée par ce thermomètre au centre du pixel et permet de transporter l'information jusqu'à l'électronique chaude. L'*électronique chaude*, appelée *BOLC pour BOLometer Control*, permet de numériser le signal bolométrique et de fournir des tensions électriques à tout le circuit de lecture et aux bolomètres eux-mêmes (donc CD). Ces tensions électriques sont les tensions V_H et V_L visibles à la Fig. 8.7. Cette figure représente le schéma de l'électronique des matrices de bolomètres. On y retrouve, de la gauche vers la droite, le Circuit de Détection (en bleu), suivi du Circuit de Lecture (en orange), puis le *Buffer Unit* dont je n'ai pas encore parlé (en rose), et enfin l'électronique chaude (en vert).

Les thermomètres du CD ont de très grandes impédances. Ces impédances ne sont pas compatibles avec des câbles électriques de plusieurs mètres. Le système introduit dans la technologie de PACS permet de réduire cette impédance de manière à pouvoir véhiculer les tensions électriques jusqu'à l'électronique chaude. Pour cela, deux étages d'adaptation ont été nécessaires : le CL et le BU, respectivement à 300 mK et à 2 K. Je ne rentrerai pas plus en détail ici sur la technologie complexe de ces matrices de bolomètres. Je ne me suis contentée ici de décrire les grandes lignes du circuit de lecture, et pour une version plus détaillée des bolomètres de PACS, le lecteur peut se référer à des ouvrages spécialisés, et en particulier à la thèse de Nicolas Billot.

Le cœur des matrices de bolomètres réside dans l'électronique froide, mais c'est l'électronique chaude qui fournit toute l'activité électrique nécessaire à CL et BU. De plus l'électronique

chaude permet la conversion des signaux analogiques en valeurs numériques. Cette opération a lieu grâce à des composants de 16-bits appelés ADC pour *Analog-to-Digital Converter*. Je termine ici cette description du photomètre de PACS en précisant que l'électronique chaude offre deux modes de lecture : le mode direct, et le mode *DDCS* pour *Double Differential Correlated Sampling mode*.

Les atouts scientifiques majeurs de PACS seront détaillés à la section 8.3 où j'énumère une liste de publications de grande qualité obtenue à partir des données PACS et dont je donne les résultats majeurs.

8.2 Réduction de données PACS

Dans cette section, je vais décrire les outils utilisés pour réduire les données PACS du photomètre. Je parlerai uniquement du photomètre ici. Je vais donner une description détaillée du pipeline de PACS en insistant particulièrement sur les tâches du pipeline que j'ai moi-même validées. Les différentes étapes du pipeline ont été codées en tâches Java/Python suivant une interface bien définie par les développeurs de l'ESA. Cependant, il a fallu vérifier chaque tâche du pipeline pour être sûr de son effet sur les données. Dans un premier temps, je vais donner une description générale du pipeline, étape par étape. Dans un second temps, je détaillerai un exemple précis, en décrivant mon travail de vérification sur les différentes tâches visant à appliquer des masques sur les données. Enfin dans une dernière partie, je vais passer succinctement en revue les étapes pour valider ce pipeline.

8.2.1 Observer le ciel avec le photomètre de PACS

Un des buts principaux d'Herschel est de réaliser des grands relevés cosmologiques. Le photomètre de PACS possède donc un mode d'observation destiné aux sources étendues ou aux larges régions du ciel. Pour obtenir une carte d'une région étendue avec le photomètre de PACS, deux méthodes sont envisageables. Il est possible d'obtenir une "trame" de la zone (ou *raster* en anglais). Le satellite observe dans la direction d'une grille rectangulaire de points et peut répéter ce schéma. La deuxième méthode est de "balayer" la zone (ou *scanning* en anglais). Dans ce cas là, le satellite observe de manière continue le long de lignes parallèles avec une vitesse spécifiée à l'avance (10, 20 ou 60 arcsec.s⁻¹). Dans le cas de l'étude de zone étendue, la méthode de balayage est plus efficace que la méthode des trames. La Fig. 8.8 illustre de manière simple la méthode du "scanning", montrant comment le télescope balaie la région de ciel à imager.

8.2.2 Description générale du pipeline

Les grandes étapes du traitement des données

Je donne la liste des grandes étapes de la réduction de données pour le photomètre de PACS :

- La télémétrie brute reçue est décompressée et stockée en deux catégories de données : les données de "sciences" et les données "HK", les *House Keeping*. Les HK contiennent les informations d'état du photomètre, telle que la température des différentes parties de la caméra, les tensions envoyées vers l'électronique froide,... Les données de "sciences", comme le signal moyen, par exemple, sont rangées dans la classe d'objets appelées "Frames".

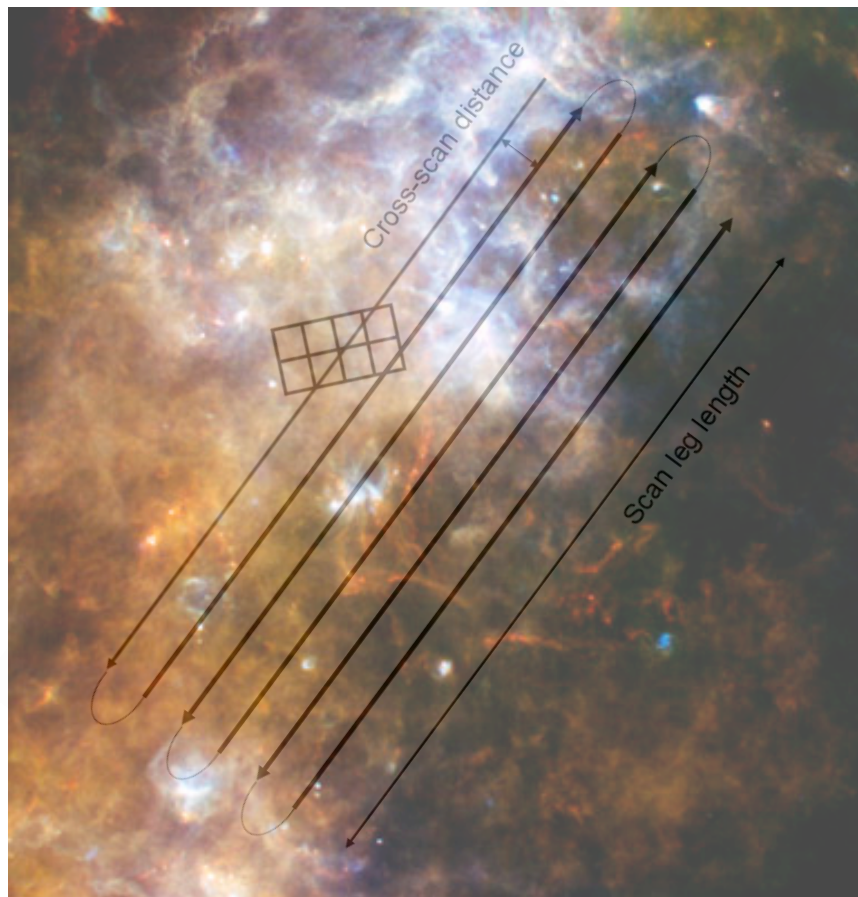


FIGURE 8.8 – Exemple d’observation avec le photomètre de PACS en mode “balayage” pour les larges régions du ciel (en l’occurrence, gaz froid dans la constellation de la croix du sud, *Crédit : ESA et les consortiums PACS et SPIRE*).

- Les pixels endommagés (i.e. mauvais, saturés ou touchés par un rayon cosmique) doivent être indiqués et si possible corrigés.
- Dans les deux premières étapes, la télémétrie reçue n’a rien de physique et s’exprime en ADU, i.e. en unités digitales. Ici, le signal est converti en unité physique : les volts.
- L’angle d’inclinaison du miroir “Chopper” doit être maintenant converti en angle sur le ciel.
- Le pointé du télescope doit être associé à un signal dans une des “Frames” définie plus haut.
- Les coordonnées du ciel doivent être calculées pour chaque pixel.
- Le flux est maintenant calibré.
- Le signal est divisé par la réponse absolue.
- Une mosaïque de “frames” est alors obtenue.

Ces différentes étapes du traitement des données PACS peuvent être regroupées par niveaux de télémétrie, ce que je vais expliquer dans le paragraphe qui suit.

Les différents niveaux du traitement des données

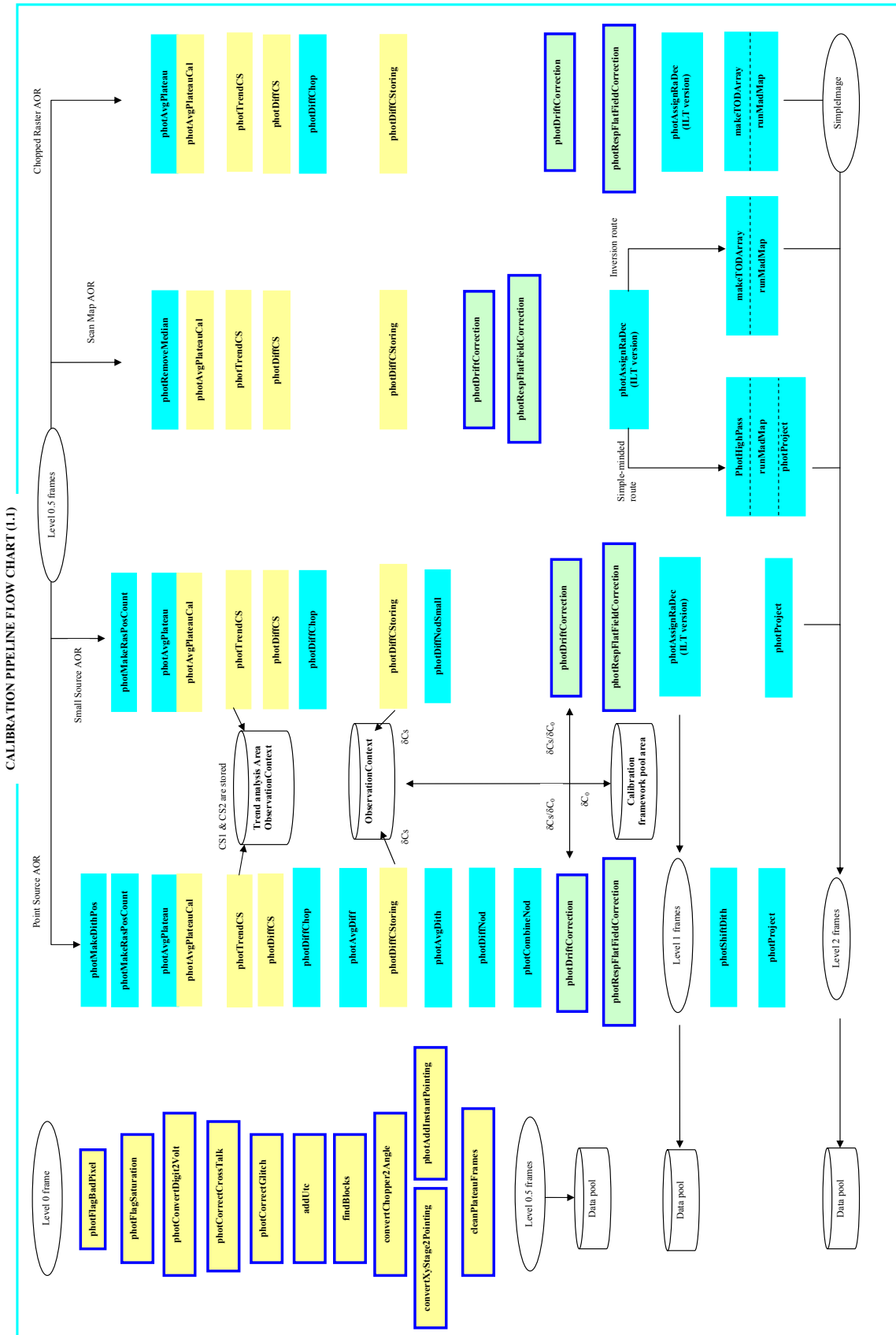


FIGURE 8.9 – Charte de calibration du pipeline. Il s’agit du diagramme utilisé à l’époque où les tests ont été menés (i.e. Octobre 2008 - juin 2009). Cette charte a été depuis modifiée, étant donné que certaines tâches du pipeline n’existent plus. Tirée de l’ Observers’ manual d’Herschel

Il existe globalement 6 niveaux de télémétrie. La Fig. 8.9 illustre justement le lien entre les différents niveaux et détaille également les différentes tâches du pipeline à appliquer dans chacun de ces niveaux. La première étape est celui de la télémétrie brute. Il s'agit de l'ensemble des données directement transmises par le télescope pendant sa course aux observations.

Ces données passent ensuite à la seconde étape du pipeline, appelée "Niveau 0". A ce stade, les données brutes de l'étape précédente ont été encore peu manipulées. Ces données sont stockées dans une classe particulière appelée "Frame". Cependant, les informations contenues dans les données stockées à ce niveau ne sont pas suffisantes pour procéder au traitement des données. Le niveau suivant dans le pipeline, le "Niveau 0.5" permet d'inclure les données auxiliaires comme le pointé du télescope, les données HK liées au télescope, etc.

Ensuite, le "Niveau 1" est atteint. Les fichiers de lecture en sortie des détecteurs sont calibrés et convertis en unités physiques. A ce stade, les données sont censées être indépendantes de l'instrument et de l'observatoire. Dans le cadre du photomètre de PACS, on obtient alors un cube de données dont les axes sont les densités de flux d'une part et les coordonnées du ciel d'autre part. La classe des "Frames" est le produit de base de ce niveau de la télémétrie.

Le "Niveau 2" est la continuité du niveau 1. Au stade du niveau 2, des analyses scientifiques peuvent avoir lieu. Enfin, le dernier niveau de la télémétrie, le "Niveau 3", utilise les produits obtenus au niveau 2 comme produits d'entrée et obtient en sortie les produits scientifiques. Il ne s'agit plus là des données scientifiques de l'instrument seulement, mais une combinaison avec des modèles théoriques, des précédents catalogues, etc.

8.2.3 Travail sur les masques

Ces différentes tâches du pipeline, synthétisées sur la Fig. 8.9, ont été codées en Java/Python et ont nécessité une vérification, étape par étape. Le but de ce travail est de pouvoir être sûr des produits obtenus après chaque tâche. Cela signifie qu'il faut savoir le but de l'étape du pipeline à tester, bien connaître les données de départ et vérifier, après avoir appliqué la tâche en question, la validité du produit obtenu en sortie. Cela a représenté une grande partie de mon travail pour ma contribution à la réduction de données PACS. Je me suis notamment intéressée à la validité des différentes tâches traitant des pixels et les déclarant mauvais, saturés ou touchés par un rayon cosmique. Je vais dans cette section expliquer en détails mon travail sur ces tâches qui aboutissent à la création d'un masque de pixels, en montrant des images de cas précis. Je serai beaucoup moins exhaustive pour le reste de la validation du pipeline que je traite à la sous-section suivante.

Méthodologie

Le but ici est d'être capable de déterminer si les tâches du pipeline devant masquer les pixels endommagés sont correctement implémentées. Trois tâches ont été vérifiées ici : celles visant à masquer les pixels mauvais (photFlagBadPixels), les pixels saturés (photFlagSaturation) et enfin les pixels à problèmes, ou "glitches", i.e. les pixels touchés par un rayon cosmique (photMMTdeglitching). Pour être en mesure d'inspecter le masque, j'ai dû utiliser une tâche du pipeline permettant de projeter la "Frame" à étudier sur le ciel. Photproject est une projection naïve sur le ciel. Il existe d'autres méthodes pour obtenir l'image sur le ciel, comme MADmap par exemple, qui est une tâche de reconstruction du ciel. Je me suis contentée ici d'utiliser PhotProject. PhotProject est une co-addition d'images et peut s'appliquer aux deux méthodes d'observation, que ce soit par trame ou par balayage. A ce stade de la vérification du pipeline, MadMap n'était qu'encore peu implémenté et n'avait pas été validé pour utilisation.

Certains points ont mérité une vérification préliminaire avant l'analyse même des masques du pipeline. La première étape a consisté à vérifier la validité et la pertinence des données.

Lorsqu'une observation est prise, il y a d'abord une phase de calibration, puis ensuite les données "exploitables" sont prises. J'ai bien vérifié ici de ne pas prendre en compte cette phase de calibration lors de la sélection des "frames".

J'ai décidé d'utiliser la tâche PhotProject pour projeter mes images sur le ciel. La Fig. 8.10 montre l'aspect du plan focal après projection sur le ciel grâce à PhotProject. L'image de gauche est la projection d'une seule frame. Il est clairement visible sur cette image que la frame projetée n'est pas complète. En effet, des pixels ont été coupés. Pour obtenir un résultat satisfaisant avec la tâche PhotProject, je dois utiliser une astuce qui consiste à projeter plusieurs frames, toutes masquées exceptée celle au centre à qui on impose un signal. Le résultat d'une telle manœuvre est illustré sur le panneau droit de la Fig. 8.10. Cette fois-ci la projection est un succès. Ces tests préliminaires m'ont permis de m'assurer de la validité de cette tâche de projection sur le ciel avant de tester d'autres étapes du pipeline qui en découle. Je précise toutefois qu'il s'agissait là d'une erreur liée à la version 278 de dp-pacs.

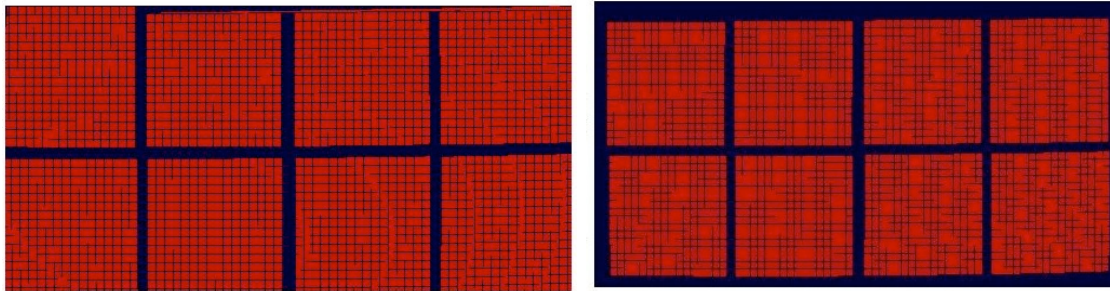


FIGURE 8.10 – Aspect du plan focal bleu. **Sur la gauche** : projection avec PhotProject d'une seule frame avec le signal imposé à 100. **Sur la droite** : projection avec PhotProject de 31 frames. Seulement la frame centrale a un signal de 100, toutes les autres frames sont masquées.

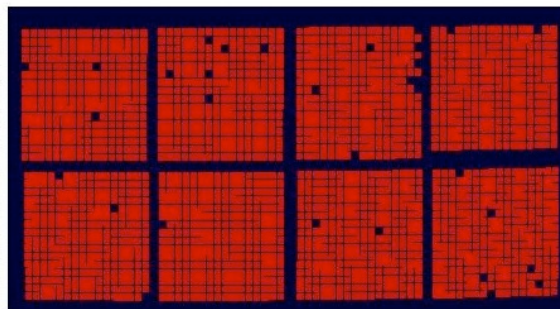


FIGURE 8.11 – Projection avec PhotProject de 31 frames dans le cas du canal bleu. J'ai appliqué ici le masque pour indiquer les pixels mauvais.

Le dernier point à vérifier est l'orientation des matrices. Le canal bleu du photomètre de PACS est connu pour avoir une rangée de pixels morts, rendant ainsi l'orientation de l'image assez facile. Cette rangée de pixels morts apparaît donc lorsque le masque des pixels indiqués comme mauvais est appliqué, comme à la Fig. 8.11. Je peux ainsi déterminer l'orientation de cette carte. Le pixel avec les coordonnées $[0,0]$ sera celui en haut à droite sur l'image.

Une fois ces vérifications préliminaires effectuées, je peux maintenant m’atteler à vérifier les masques des pixels endommagés.

Je tiens à préciser que le masque est obtenu dans les premières étapes du traitement des données. A ce stade, les unités physiques ne sont pas encore obtenus. A titre d’information, je souligne que le signal est exprimée en ADU dans toute cette section.

Identification des pixels “mauvais” : la tâche photFlagBadPixels

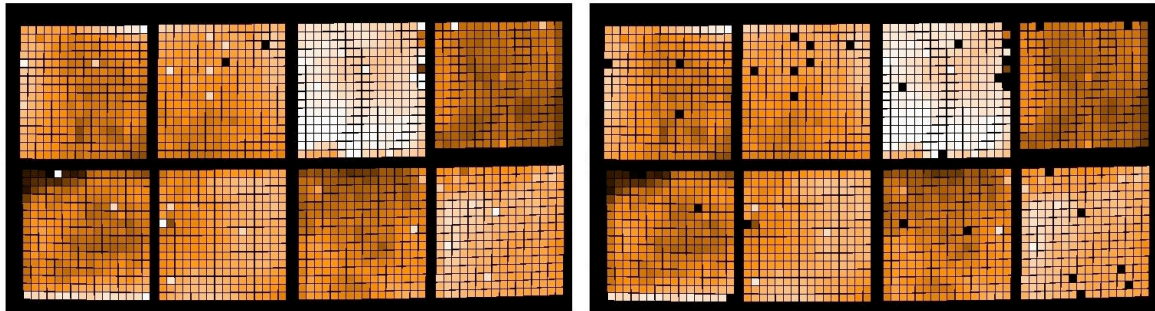


FIGURE 8.12 – Projection avec PhotProject de 31 frames avec seulement la frame du milieu non-masquée à partir de données simulées SOVT-1. **Sur la gauche** : sans appliquer le masque de pixels considérés mauvais. **Sur la droite** : en appliquant ce masque.

La Fig. 8.11 nous indique le set de pixels considérés mauvais et donc masqués. Il faut maintenant que je compare ce masque à un jeu de données. Je montre justement les résultats de ce test sur les données simulées SOVT-1 à la Fig. 8.12. Le panneau de gauche de cette figure montre la projection de 31 frames obtenues à partir des données SOVT-1 avec uniquement la frame centrale non masquée. Cette image met en évidence la présence de beaucoup de bruit dans ces cartes, et en particulier laisse apparaître des pixels de couleur blanche. Une fois le masque de pixels considérés comme mauvais appliqué, la plupart de ces pixels montrant une couleur anormalement claire sont correctement masquée, comme le montre le panneau droit de la Fig. 8.12. Ces pixels, estampillés mauvais, apparaissent en noir sur cette dernière image et sont dès lors inutilisables. J’attire toutefois l’attention sur un pixel posant un problème. En effet, le pixel entouré en bleu au panneau gauche de la Fig. 8.11 apparaît déjà de couleur noire sur le panneau gauche de la Fig. 8.12, le rendant inutilisable. Or ce pixel n’apparaît pas dans le masque de pixels considérés mauvais montré à la Fig. 8.11. Cette anomalie s’explique par une défaillance du système. En effet, le masque des pixels endommagés n’a pas été ré-initialisé et l’utilisateur ne peut pas avoir accès au fichier générant ce masque pour le modifier et indiquer les nouveaux pixels morts. Ce pixel fait aujourd’hui du masque de pixel considérés morts.

Identification des pixels saturés : la tâche photFlagSaturation

Définition de la saturation dans le cas du photomètre de PACS

Comme décrit au dernier paragraphe de la sous-section 8.1.4, il existe deux modes de lecture pour le signal avec le photomètre de PACS. Cela implique que le signal n’a pas les mêmes valeurs dans les deux modes de lecture et qu’il est donc nécessaire de savoir en quel mode ont été prises les observations sur lesquelles on travaille. En effet, dans le cas du mode DDCS, le signal peut prendre des valeurs négatives et s’étalonne dans l’intervalle $[-32\ 768, 32$

768] en unités ADU. En revanche, dans le mode direct, le signal ne prend ses valeurs que dans l'intervalle [0,65 536] en unités ADU toujours. Il est donc nécessaire, dans le but de tester la tâche qui implémente la saturation, de connaître les valeurs limites que peut prendre le signal. Les données SOVT-1 ont été prises avec le mode de lecture DDCS. La saturation est donc atteinte pour les valeurs -32 768 ADU et 32 768 ADU.

Cependant, la valeur de ces limites signifie que la saturation dans un tel cas est uniquement dû à l'ADC. Cependant, il existe un autre type de saturation qui peut entrer en jeu. Il s'agit de la saturation du circuit de lecture. Ces deux types de saturation sont liés à l'électronique de mesure. Il ne s'agit pas d'une saturation due à un flux tellement élevé que le bolomètre ne serait plus en mesure de donner une réponse, ce cas n'est en effet pas vraiment envisageable. Dans cette étude, je me concentre uniquement sur les limites de saturation due au convertisseur ADC.

Tests de vérification de la tâche photFlagSaturation

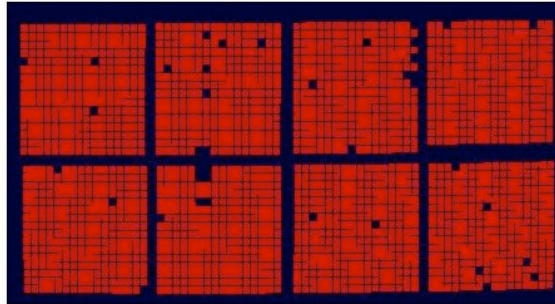


FIGURE 8.13 – Projection avec PhotProject de 31 frames dans le cas du canal bleu. J'ai appliqué ici le masque pour indiquer les pixels saturés. Le signal est imposé à 100 excepté pour les 8 pixels sélectionnés par les coordonnées $x = [15,16,17,20]$ et $y=[21,22]$ où j'ai imposé un signal élevé de 120 000.

Je cherche ici à vérifier si un pixel présentant un fort signal est correctement masqué en tant que pixel saturé lorsque j'applique la tâche PhotFlagSaturation à mes données. Dans ce but, j'ai travaillé sur les mêmes frames qu'aux Fig. 8.10 & 8.11 avec un signal défini à 100 pour la frame centrale, et en imposant un signal anormalement élevé pour quelques pixels. En effet, j'ai fixé le signal à 120 000 pour les 8 pixels suivants : $x = [15,16,17,20]$ et $y=[21,22]$. Les résultats de ce test sont visibles sur la Fig. 8.13. Les pixels dont j'ai forcé la saturation en imposant un signal très élevé sont correctement masqués. J'ai également vérifié qu'un pixel considéré mauvais et donc masqué après avoir appliqué la tâche photFlagBadPixel, reste bien masqué s'il est en plus saturé. J'ai choisi le mauvais pixel de coordonnées [4,0] auquel j'ai imposé un signal de 150 000, le forçant ainsi à être considéré comme saturé. Après avoir appliqué la tâche visant à masquer les pixels saturés, ce pixel, d'abord masqué par la tâche photFlagBadPixels, reste correctement masqué par le second masque des pixels saturés. Il n'y a donc pas d'erreurs dues à une éventuelle interférence entre les deux masques.

La tâche PhotFlagSaturation est considérée opérationnelle.

Les "Glitches"

Les *Glitches* sont des problèmes localisés, qui affectent au hasard un pixel et le rendent inutilisable. En effet, ce pixel touché a alors une valeur de signal très élevée comparée à

celle des pixels voisins. Il s'agit vraisemblablement de l'effet d'un rayon cosmique. Dans ce paragraphe, j'utiliserai le terme anglais *Glitches*. Pour enlever un glitch, la méthode de *Multi-resolution Median Transform* développée par Starck and Murtagh (1998) a été utilisée. Cette méthode avait été développée pour détecter les sources faibles dans les données ISOCAM.

La tâche photMMTdeglitching a pour but de détecter ces pixels à problèmes et de remplacer la valeur du signal du pixel endommagé par une valeur cohérente par rapport aux autres pixels, et donc de "corriger" ce glitch. Pour vérifier le bon déroulement de cette tâche, je dois donc vérifier la valeur du signal d'un pixel considéré problématique avant et après l'application de cette tâche du pipeline.

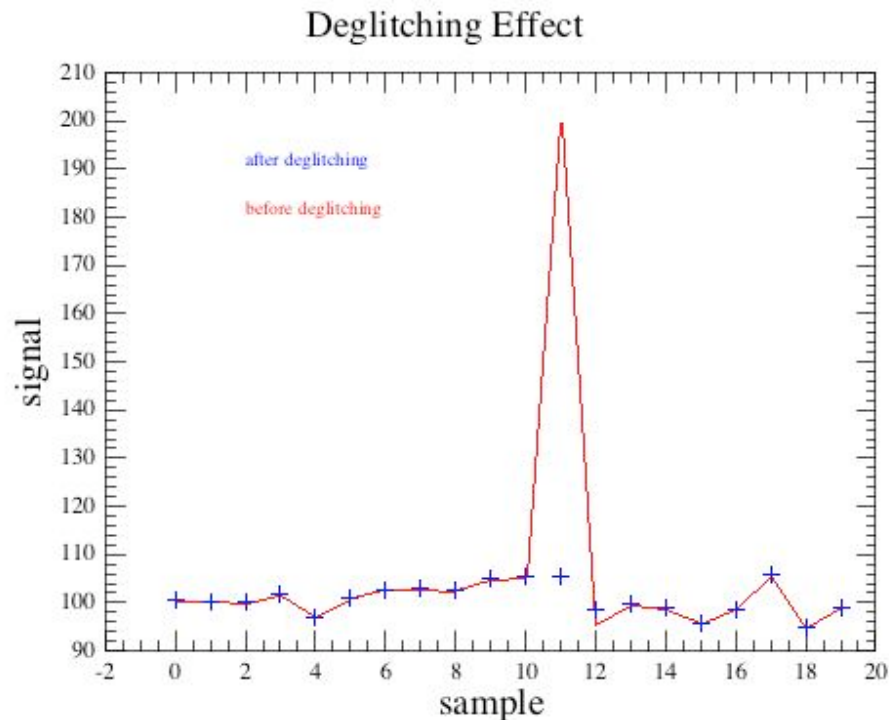


FIGURE 8.14 – Signal avant (courbe rouge) et après (points bleus) avoir appliqué la tâche photMMTdeglitching.

J'ai fixé le signal des pixels à 100. J'ai ajouté à cette valeur du signal un bruit gaussien. Je travaille sur une co-addition de 20 frames. J'ai sélectionné un pixel "normal", i.e. ni mauvais ni saturé et je lui ai imposé un signal plus important que les autres pixels, le fixant arbitrairement à 200 uniquement dans la frame centrale. La Fig. 8.14 montre le résultat de ce test, illustrant le signal en fonction du numéro de la frame, avant (courbe rouge) et après (points bleus) avoir utilisé la tâche photMMTdeglitching. Cette figure montre clairement que la procédure en question corrige correctement la valeur du pixel endommagé pour lui donner une valeur convenable. A l'époque où j'ai mené cette série de tests, le masque lié aux glitches n'était pas encore mis en application.

Conclusions sur les masques

Le paragraphe précédent a mis en évidence, avec la Fig. ?? en particulier, les risques de se baser sur la projection sur le ciel (tâche PhotProject) pour analyser la validité des masques obtenus via les différentes étapes du pipeline. Dans ce paragraphe, je travaille à partir de la

version dp-pacs 350, et j’ai analysé les masques sans passer par l’étape de projection sur le ciel. J’ai utilisé à la place l’outil “MaskViewer” codé dans le pipeline, pour obtenir l’aspect visuel du masque, comme l’illustre la Fig. 8.15. Pour vérifier la validité de ce produit, i.e. du MaskViewer du pipeline, j’ai comparé le résultat obtenu à la Fig. 8.15 avec le masque contenu dans les fichiers de calibration. Les deux démarches donnent le même résultat et par conséquent je retrouve bien la même conclusion que dans le paragraphe sur la tâche photFlagBadPixel, à savoir que le masque de pixel indiqué mauvais est correct.

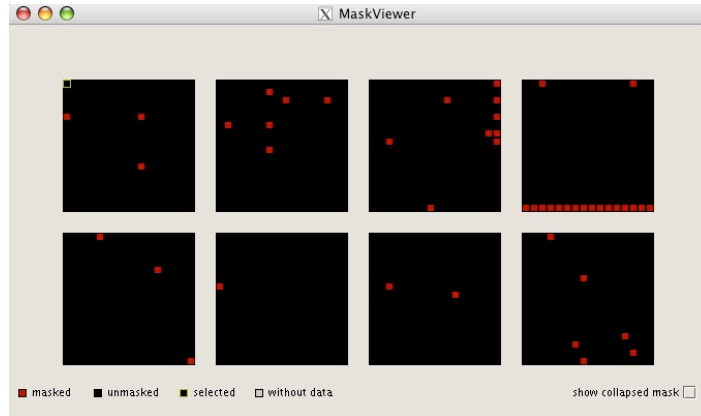


FIGURE 8.15 – Aspect du masque des pixels considérés mauvais à partir du logiciel “MaskViewer”. (Travail obtenu à partir de la version 350 de dp-pacs).

8.3 Aboutissement de cette fructueuse collaboration au sein des consortiums PEP et HERMES

J’ai eu la chance, dès le début de ma thèse, de faire partie de deux consortiums internationaux, PEP et HerMES.

PEP, pour *PACS Evolutionary Probe*, est un programme de temps garanti Herschel (P.I. : Dieter Lutz) visant à obtenir des relevés cosmologiques du ciel extragalactique jusqu’à des hauts redshifts à l’aide de l’instrument PACS.

Les buts scientifiques de PEP sont nombreux et ambitieux et s’insèrent dans le sujet de l’évolution des galaxies. PEP permet, entre autres, de chercher à résoudre le fond diffus infrarouge et à déterminer la nature de ces constituants. Un autre projet majeur est de déterminer l’évolution cosmique de la formation stellaire enfouie dans la poussière et de la luminosité infrarouge. PEP peut également contribuer à déterminer la contribution des AGNs et peut aussi étudier les relations entre l’émission infrarouge et l’environnement des galaxies.

Dans le but de répondre à ces questions scientifiques, PEP observe de nombreux champs. En particulier, PEP offre des observations de six champs parmi les plus larges et les plus observés à l’heure actuelle, ainsi que deux amas de galaxies à hauts redshifts et pour finir une dizaine d’amas de galaxies où les effets de lentillage gravitationnel sont visibles. Je m’intéresse plus particulièrement aux relevés cosmologiques des grands champs de PEP, à savoir COSMOS, le Lockman Hole, E-CDFS, le Groth Strip, GOODS-S et finalement GOODS-N.

PEP rassemble une cinquantaine de scientifiques réparti majoritairement en Europe, au MPE à Garching, au CEA, à l’IAC aux Canaries, à l’INAF en Italie, au Herschel Science Center et finalement quelques personnes aux Etats-Unis.

PEP est coordonné avec les observations de SPIRE sur les mêmes champs que ceux cités précédemment dans le cadre du programme HerMES.

HerMES, pour *Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey*, est également un programme de temps garanti Herschel (P.I. : Seb Oliver) destiné à étudier l'évolution des galaxies à haut redshift à l'aide de l'instrument SPIRE.

Je me suis particulièrement investi dans le consortium PEP, via la préparation à la réduction de données et les tests menés sur le pipeline comme décrit précédemment. Mon implication dans HerMES relève surtout de l'utilisation du mode d'observation SPIRE/PACS parallèle où mes connaissances sur le pipeline PACS m'ont permis d'apporter mon expertise sur ce mode d'observation parallèle et de tester une partie du pipeline consacré à ce mode.

Ces collaborations, au sein des consortiums PEP et HERMES, ont donné lieu à de nombreuses publications où je suis co-auteur (cf l'annexe D pour la liste complète des articles où je suis co-auteurs).

CHAPITRE 9

COSMOS vu par Herschel

9.1 Obtention du catalogue PACS-COSMOS

Le champ COSMOS, décrit au chapitre 4, a été observé avec Herschel, et notamment avec l'instrument PACS. Je vais décrire dans cette section les différentes étapes qui ont été nécessaires pour obtenir les cartes à 100 et 160 μm du champ COSMOS.

9.1.1 Analyse de données

Les observations du champ COSMOS ont été décomposées en 49 AORs, ce qui correspond à un total de 213 heures d'observations. Ces observations ont été prises dans le mode de "balayage" (*scan mode*) avec la vitesse de scan de 20"/sec. COSMOS a dû être observé en deux fois. En décembre 2009, 43 des 49 AORs de COSMOS ont été observés. Cela correspond à 85% de la profondeur prévue pour les observations dans ce champ. Les 6 AORs manquant s'expliquent par les priorités du télescope à observer tel ou tel champ, en prenant en compte les dates de visibilité de chacun de ces champs. Pour ne pas perdre de temps, les observations PACS-COSMOS ont été analysées et réduites dès décembre 2009 avec cette quasi-totalité des AORs. En effet, les observations obtenues étaient déjà suffisantes pour obtenir une carte finale et un catalogue de bonne qualité et en déduire des résultats scientifiques valables. Les dernières observations COSMOS ont été obtenues en juin 2010 et le catalogue complet et définitif de COSMOS a alors pu être acquis, suivant les procédures mises en place dès décembre 2009. La réduction de données a été menée par Dieter Lutz (MPE, Garching) et moi-même. Cependant, Hervé Aussel (CEA), Paola Popesso (MPE, Garching) et Li Shao (MPE, Garching) nous ont été d'une aide précieuse.

Les données des premières observations COSMOS ont été traitées avec le pipeline standard de réduction PACS, version 2.0.1328, comme expliqué en partie à la section 8.2 et dans un environnement HCSS (Ott 2010). A ce processus de base ont été ajoutées quelques procédures supplémentaires que je vais justement détailler ici. Je vais décrire dans cette section tout le travail à accomplir avant de pouvoir obtenir une carte finale qui permettra par la suite d'obtenir un catalogue de sources (après extraction de sources, cf sous-section 9.1.2).

Le processus de réduction de données de COSMOS peut globalement se résumer en trois étapes. Je vais dans un premier temps expliquer globalement les étapes qui ont été nécessaires pour obtenir la carte finale du champs COSMOS dans chacune des bandes PACS.

La première étape consiste en une série de tests préliminaires sur les données traitées par les étapes standard du pipeline. Je dresse tout d'abord une liste rapide de tous ces tests, pour y revenir juste après plus en détails point par point :

- vérifier la qualité des images, i.e s'il n'y a pas d'interférences ou de "speed bump", saut lié à la vitesse de scan des observations.

- vérifier si l’astrométrie de la carte obtenue est correcte et en accord avec les observations déjà existantes du champ COSMOS.
- vérifier qu’il n’y a plus de glitch dans nos images
- recentrer les données.

Après avoir validé ces différents points, il est possible de passer à la deuxième étape. Les scripts nécessaires à l’obtention de la carte finale sont relancés et un nouveau jeu de données est obtenu. La troisième étape consiste à refaire des tests de vérification, dont ceux cités lors de la première étape, avant la co-addition finale des images.

La reconstruction de la carte se fait ensuite par simple co-addition, à partir d’une version simplifiée de la méthode de “drizzle” (Fruchter and Hook 2002). Les images produites par chaque jeu d’observations ont été moyennées par le poids correspondant au temps d’exposition qu’a reçu chaque pixel. Ces images ont ensuite été co-additionnées pour obtenir la carte finale. La carte finale des erreurs correspond à la déviation standard de ces moyennes pondérées. Il a fallu cependant prendre en compte une source d’erreurs provenant de la nature même des cartes obtenues par scan du satellite. En effet, dans le cas du mode d’observation par scan, il existe une corrélation entre les pixels voisins, et cet effet s’avère particulièrement présent dans la direction du scan. Ces corrélations sont pratiquement uniformes en regardant la carte dans sa globalité. En conclusion, pour prendre en compte ces effets, un facteur moyen de corrélation a été calculé et ensuite pris en compte dans le calcul de l’erreur sur les flux extraits à partir de la carte finale.

Je précise qu’une seconde série de tests a été menée une fois la carte “pseudo-finale” obtenue. Je vais détailler ces différents tests ci-après. Une fois les tests validés, les données ont été traitées une dernière fois, les images co-additionnées à nouveau en suivant la même méthode. Et la carte finale a ainsi été obtenue.

Je viens d’expliquer la totalité des étapes du traitement des données COSMOS, depuis la réduction des données via le pipeline jusqu’à l’obtention de la carte finale. Dans les paragraphes précédents, je ne suis pas entrée dans les détails des différents tests que j’ai eu à mener sur les observations du champ COSMOS. Je vais maintenant décrire ces tests dans deux sous-parties, correspondant chacune à une période différente dans le calendrier de traitement des données COSMOS. Je vais insister particulièrement sur les vérifications pour lesquelles j’ai moi même été impliquée.

Première série de tests

Il s’agit des tests à mener sur les résultats obtenus sur les données après passage par les étapes standards du pipeline.

Vérification de la bonne qualité des images

Certaines parties des observations du champ COSMOS se sont révélées de mauvaise qualité. En effet, des motifs étranges, comme de longues traînées, ont été repérés dans certains *scans* du champ COSMOS. Je donne un exemple flagrant de ce type de motifs, surnommés “interférences”, à la Fig. 9.1. Les deux panneaux montrent la même observation du champ COSMOS, i.e. le même numéro d’observation ou “OBSID”, mais pour des scans différents, c’est-à-dire pour des passages différents du satellite sur le ciel. Le champ COSMOS a été observé 49 fois (d’où 49 AORs). Chaque observation a été faite en plusieurs fois, selon le schéma de la Fig. 8.8. La Fig. 9.1 représente deux scans successifs pour l’OBSID 6805. Le panneau du haut montre un bel exemple de figure d’interférences, tandis que le panneau du bas montre des données sans aucun problème. Ces interférences sont sans doute dues au champ magnétique créé par les panneaux solaires, récupéré par les passages des câbles en sortie des bolomètres vers l’électronique.

Une des tâches de mon travail a été de regarder l'intégralité des observations COSMOS, scan par scan, pour noter ces figures d'interférences. Le but ici étant d'éliminer ces défauts pour la prochaine étape du processus d'obtention de la carte finale.

Le résultat de cette étude sur les interférences a dévoilé que ce problème d'interférences n'affecte que les données prises dans la bande bleue, et qu'aucun défaut n'a été retrouvé dans les scans d'observations dans la bande rouge de PACS. Il a fallu mettre de côté ces scans problématiques pour obtenir un jeu de données "propres".

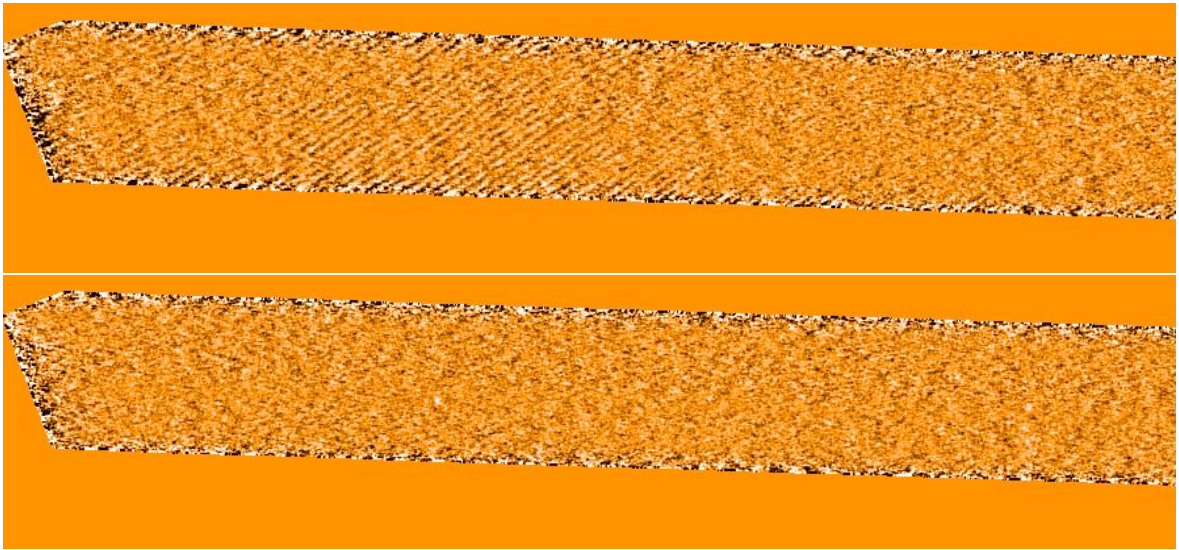


FIGURE 9.1 – Exemple d'interférences sur l'image bleue COSMOS (OBS ID : 6805). **En haut** : partie du scan numéro 10. Exemple flagrant d'interférences. **En bas** : partie du scan numéro 11. Il s'agit là d'un exemple normal d'image.

Un autre type de défaut peut venir endommager la qualité des données COSMOS. Il s'agit de ce que j'ai appelé plus haut les "speed bump". Cet effet provient de la vitesse de scan imposée au télescope pour prendre les observations. Cette vitesse n'est pas linéaire et lorsque le télescope subit un "saut" dans sa vitesse, le pointé du télescope n'est alors pas digne de confiance. Il est donc nécessaire de repérer ces effets dans les observations COSMOS, et de mettre ces observations endommagées de côté de manière à ne pas les prendre en compte pour la suite du travail de réduction.

Vérification de la méthode d'élimination des glitches (Deglitching)

Comme expliqué à la section 8.2.2, la tâche de Deglitching à appliquer lorsque les différentes étapes du pipeline sont déroulées utilise des paramètres dont les valeurs ont été calculées de manière générale pour une utilisation optimale de cette tâche. De nombreux tests ont été effectués pour valider la valeur de ces paramètres. Ces valeurs ont été utilisées pour obtenir la carte préliminaire du champ COSMOS dont je cherche justement à vérifier la validité. Cependant, dans le cas du champ COSMOS, avec les valeurs standards de ces paramètres, les sources les plus brillantes du champ sont considérées comme des glitches et des flux incorrects vont alors leur être associés. Ce type de problème est illustré à la Fig. 9.2. Les deux panneaux de cette figure montrent la même zone du champ COSMOS mais vue de manière différente. La figure de gauche correspond à une observation dans la bande bleue PACS sur la gauche, et dévoile en son centre une source très brillante. En effet, le cercle bleu indique qu'il

s'agit d'une des sources les plus brillantes du catalogue $24\ \mu\text{m}$. La figure de droite montre la carte de couverture de la même zone. La carte de couverture permet de voir le nombre de scans qu'a vu chaque pixel. La carte de couverture est censée avoir un aspect lisse. Or le panneau droit de la Fig. 9.2 montre le contraire : un point sombre est observé dans la carte de couverture aux coordonnées où se trouve la source brillante, comme le montre les réticules verts présents sur les deux panneaux et indiquant la même position. Le fait que la carte de couverture ne soit pas lisse mais présente cet "incident" souligne que la source brillante en question a été considérée par la tâche Deglitching du pipeline comme étant un glitch et non une source réelle à fort flux. En inspectant la totalité des cartes PACS-COSMOS, j'ai trouvé 5 cas de "deglitching excessif" pour la voie bleue et 4 cas pour la voie rouge.

Dans le but de résoudre ce problème, il aurait fallu refaire tourner le pipeline sur les données COSMOS et obtenir ainsi une nouvelle carte co-additionnée. Mais pour éviter cette étape qui nécessite un temps de calcul très long, il a été décidé de garder les valeurs standards pour les paramètres liés à la tâche de Deglitching pour une première application de cette tâche en tenant compte des masques marquant les pixels considérés comme défectueux. Dans un second temps, les masques sont enlevés près des sources les plus brillantes. La tâche de Deglitching est appliquée à nouveau mais avec des paramètres dont les effets sont plus doux. J'ai testé justement la valeur à fixer pour ces paramètres, en trouvant le meilleur compromis entre la capacité de la tâche avec ces nouvelles valeurs à bien éliminer les glitches réels, et le fait que les sources brillantes ne sont plus considérées comme des glitches et ont donc une valeur correcte pour leur flux.

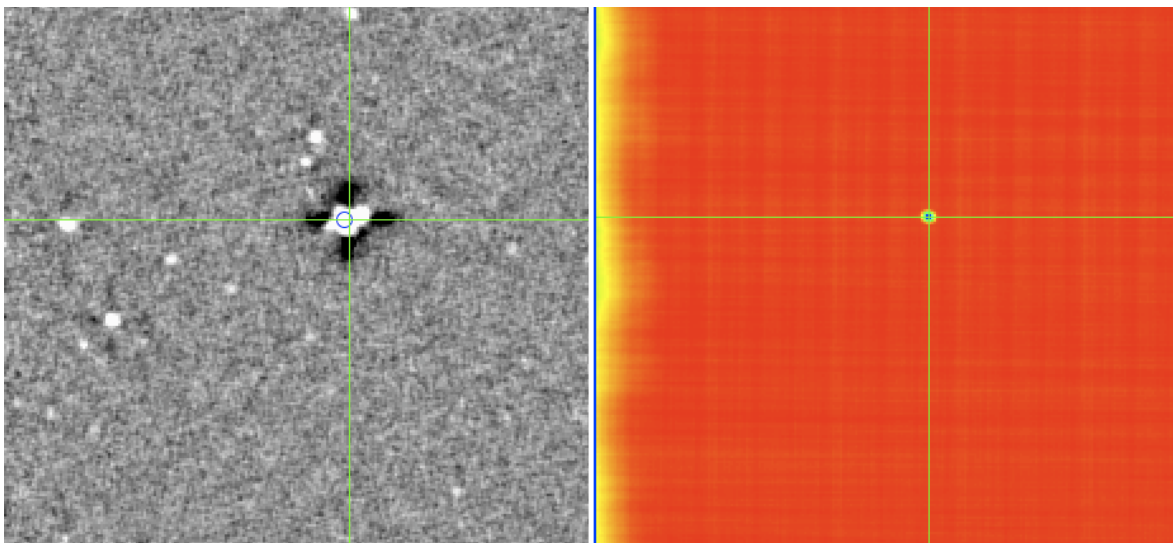


FIGURE 9.2 – Exemple d'un problème dans la carte de couverture lié à la tâche de Deglitching. **Sur la gauche** : image PACS dans la voie bleue du champ COSMOS, centrée sur une source brillante. Le cercle bleu indique qu'il s'agit d'une source détectée à $24\ \mu\text{m}$ et qu'elle fait partie des sources les plus brillantes du catalogue $24\ \mu\text{m}$. **Sur la droite** : carte de couverture correspondant à la même région que le panneau de gauche. La source très brillante indiquée par le réticule vert sur la figure de gauche correspond à une marque dans la carte de couverture, alors qu'il ne devrait pas y en avoir.

Recentrage de la carte

Les imperfections, les éventuelles dérives et les erreurs dans l'exactitude du pointé du télescope ont été corrigées en recentrant les données sur une grille de sources déjà connues.

Le travail a été effectué à partir de sources du catalogue $24 \mu\text{m}$ où les erreurs sur l’astrométrie sont faibles. Ces objets ont été empilés par la méthode du stacking pour toutes les “portions d’observations” ou *scan legs* en anglais dans la même direction et pour des subdivisions du nombre total de cartes. Le résultat de cet empilement a permis de calculer le décalage moyen à appliquer pour cette série de scan legs dans la direction de ces observations. L’ordre de grandeur de ces corrections de recentrage peut atteindre 5 arcsec.

Une fois ces tests préliminaires validés, les données sont retraitées à nouveau. Un nouveau jeu de données est alors à disposition et je vais maintenant décrire les derniers tests appliqués aux données avant l’obtention de la carte finale.

Deuxième série de tests

Il s’agit cette fois-ci des tests menés après avoir re-traité les données suite aux résultats obtenus après la première série de tests. Certaines vérifications sont d’ailleurs présentes dans les deux séries.

Il faut par exemple :

- vérifier une nouvelle fois l’astrométrie.
- vérifier les largeurs des PSFs (de l’anglais *point spread function*).
- obtenir le flux des sources et regarder s’ils sont plausibles par rapport aux flux MIPS.
- vérifier si les observations qui avaient été indiquées comme étant fortement affectées par les interférences ont été correctement enlevées du jeu de données.
- regarder l’aspect de la carte de couverture pour signaler une éventuelle anomalie.
- vérifier à nouveau le Deglitching des sources brillantes.
- vérifier si les cartes contiennent des points qui ne sont pas des galaxies mais qui seraient dûs au passage d’un astéroïde par exemple, et auraient donc tendance à évoluer d’un AOR à l’autre.

Les résultats sur la qualité des images sont illustrés par la Fig. 9.3. J’ai vérifié une nouvelle fois les différentes cartes obtenues après la première co-addition des cartes corrigées. Je n’ai trouvé qu’un seul problème d’interférence très marqué qui n’avait pas été indiqué lors de la première étude sur les interférences dans COSMOS explicitées plus haut. Trois autres cas d’interférences ont également été notés, mais il s’agit de motifs très faibles. Cela signifie que la quasi-totalité des scans considérés problématiques ont été correctement éliminés du jeu de données, comme le montre par exemple le panneau c) de la Fig. 9.3. Les deux autres panneaux de la Fig. 9.3 montrent que les observations affectées par des “speed bumps” ont également été correctement éliminées pour pouvoir procéder au traitement des données.

En revanche, en vérifiant que la carte de couverture a bien l’aspect lisse attendu, un problème jusqu’alors inconnu est apparu comme le montre la Fig. 9.4. L’empreinte des bolomètres est visible dans le coin en bas à droite de l’image, que ce soit dans la bande rouge (panneau de gauche) ou dans la bande bleue (panneau de droite). Ce défaut provient d’une unique AOR que j’ai pu identifier en regardant chaque carte de couverture. En effet, l’AOR 8049 présente des anomalies quant à la prise d’observations par le télescope. Ces anomalies se retrouvent au niveau des produits de pointage dans le pipeline voire même dans le pointage effectif du télescope. Par conséquent, les parties du scan de cet AOR concerné par ce défaut ont été enlevées des données à retraiter. Enlever ces observations ne posent pas de problème, d’autant plus que le pointage du télescope leur correspondant est peu fiable. Le motif plus sombre dans le coin en haut à gauche visible sur le panneau gauche de la Fig. 9.4 correspond à un temps d’exposition plus faible dû à un certain nombre d’observations rejetées pour cause de “speed bump”.

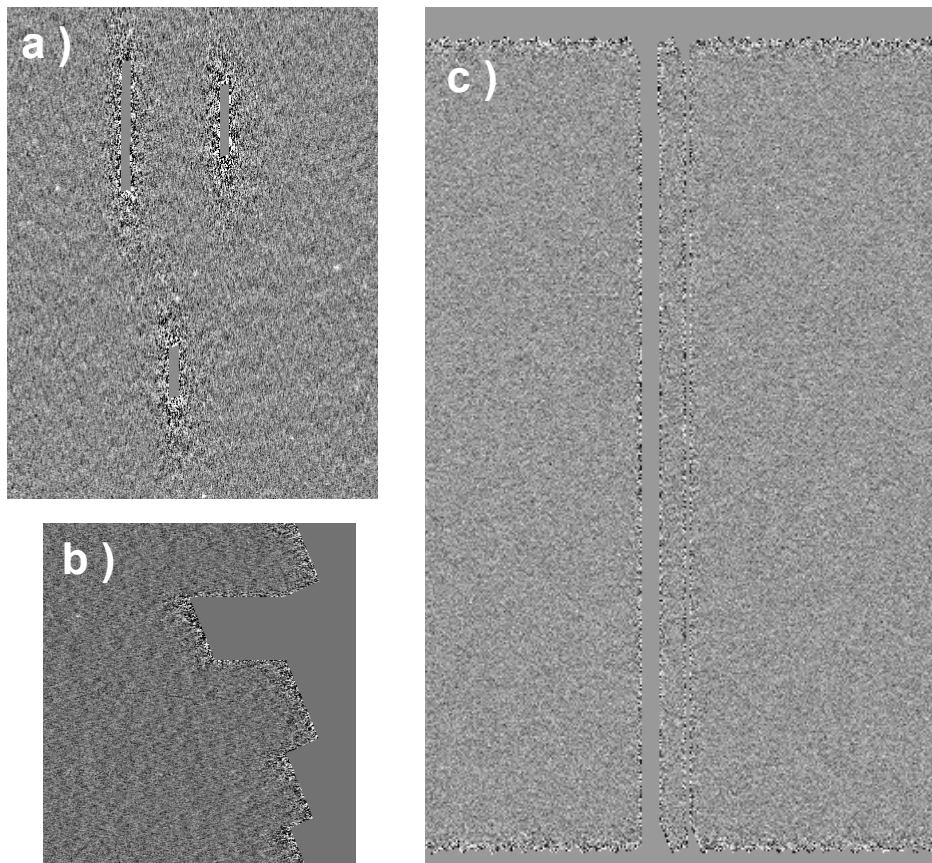


FIGURE 9.3 – Deuxième série de tests sur les données réduites de COSMOS avant obtention de la carte finale. **a)** et **b)** Deux exemples d’observations où des parties ont été correctement enlevées suite à un problème de “speed bump” (respectivement, OBSID 7072 et 7071). **c)** Une ligne verticale entière d’observations a été éliminée du jeu de données. Cela correspond à deux scans successifs d’orientation verticale affectés par des interférences.

J’ai ensuite comparé les flux de la bande rouge de PACS, obtenu à partir d’une simple application de photométrie d’ouverture sur les sources les plus brillantes, avec les flux du catalogue MIPS 160 μm . Je trouve une différence de 15% entre ces deux flux pour une même source. Les flux peuvent ainsi être considérés corrects étant donné que les flux sont ici obtenus par la simple méthode de photométrie d’ouverture.

Tous les autres tests ont pu être menés avec succès ce qui a permis de retraiter une dernière fois les données et d’obtenir ainsi la carte finale. Cette carte est justement visible sur la Fig. 9.5 sur le panneau de droite, pour les observations à 160 μm . Pour comparaison, je montre sur cette figure la carte du champ COSMOS imagé par MIPS-160 μm (panneau de gauche). La meilleure qualité des données PACS est clairement visible sur cette figure.

Cette carte finale, co-addition des différents scans du champ COSMOS, va permettre l’obtention du catalogue COSMOS-PACS par l’extraction des sources, comme je vais le détailler dans la section qui suit. Ces différentes étapes de la réduction des données COSMOS sont en partie reprises et expliquées dans le papier sur le consortium PEP de Lutz et al. (2011).

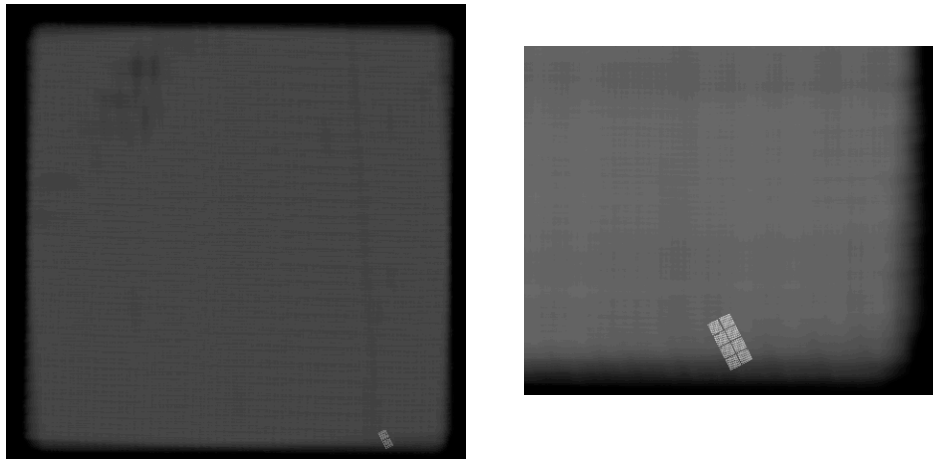


FIGURE 9.4 – Problème dans la carte de couverture. a) carte dans la voie rouge. b) zoom d'une partie de la carte dans la voie bleue

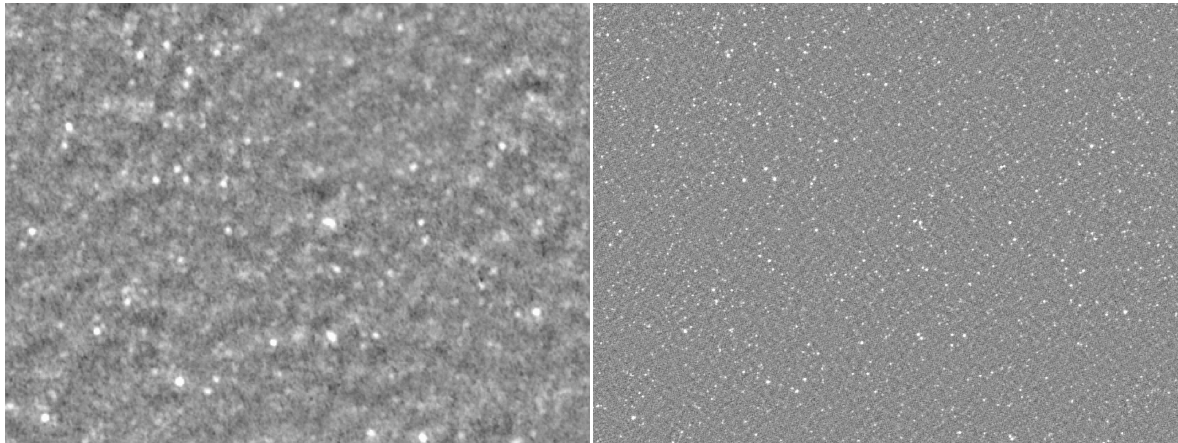


FIGURE 9.5 – Champ COSMOS observé à $160 \mu\text{m}$ **Sur la gauche** : observé avec MIPS $160 \mu\text{m}$. **Sur la droite** : observé avec PACS $160 \mu\text{m}$. Les deux images représentent la même partie du champ COSMOS mais avec une résolution nettement supérieure dans le cas de la carte obtenue avec PACS.

9.1.2 Extraction de sources

Les catalogues de PEP en général, et notamment ceux du champ COSMOS, ont été obtenus selon deux approches différentes, chacune répondant de manière plus optimale aux différents objectifs scientifiques définis dans le cadre du consortium.

La première méthode consiste en une extraction à l'aveugle en utilisant le code d'ajustement de PSF *Starfinder* (Diolaiti et al. 2000). Cette méthode repose sur la forte hypothèse comme quoi toutes les sources sont ponctuelles, et il est possible de leur appliquer une PSF. Il faut ensuite procéder à une extraction des sources au dessus d'un certain niveau en signal sur bruit. Cette extraction de sources se fait sans utiliser aucune information sur les données du même champ dans les autres longueurs d'onde. Cette méthode d'extraction de sources est donc considéré non biaisée.

Le catalogue du champ COSMOS ainsi obtenu inclus toutes les sources au dessus d'une limite S/N de 3σ , obtenue directement à partir des mesures de flux et des incertitudes sur ces flux. Une information importante à connaître est le taux de complétude du catalogue ainsi que

le taux de contamination par fausse détection. Pour cela, des simulations ont été exécutées. Plus de 10 000 sources artificielles ont été ajoutées à la carte finale de PACS. Ces sources ont été ensuite extraites avec Starfinder dans la même configuration que celle mise en place pour extraire les sources réelles. Cette démarche a permis d'évaluer le taux de complétude du catalogue (à 60%) et le taux de contaminants, comme explicité à la Table 9.1.2.

Je donne également le niveau de complétude à 80% pour le catalogue obtenu à partir d'une extraction à l'aveugle. Ce niveau est atteint pour des flux de ~ 10 mJy et ~ 20 mJy à 100 et 160 μm respectivement.

L'extraction des sources les plus brillantes (100 mJy et plus) ont posé problème avec l'utilisation de Starfinder. En effet, ces sources très brillantes sont également très étendues, même dans les images PACS, et la méthode d'ajustement de PSF n'est alors plus assez robuste pour les extraire proprement et déterminer leur flux. Il a alors fallu utiliser SExtractor (Bertin and Arnouts 1996) sur ces sources. Les résultats sont les suivants. A 100 μm , le catalogue Starfinder à 3σ contient 5644 sources. Le catalogue SExtractor contient 115 sources potentiellement affectées par le phénomène de sources trop étendues pour être extraites proprement. Sur ces 115 sources, 78 correspondent à au moins deux sources du catalogue Starfinder. Ce phénomène affecte au total 182 sources du catalogue Starfinder. Une fois les effets des sources étendues corrigés par l'utilisation de SExtractor, le catalogue blind final contient 5540 sources. De la même manière, le catalogue Starfinder à 160 μm contient 5339 sources. Le catalogue SExtractor contient 100 sources potentiellement affectées par les effets décrits ci-dessus. Sur ces 100 objets, 59 d'entre eux correspondent à au moins deux sources du catalogue Starfinder. Ce qui correspond à un total de 131 sources du catalogue Starfinder affectées. Le catalogue corrigé de ces effets contient alors 5267 sources.

Ce travail d'extraction de sources suivant la méthode "blind" a été menée par Stefano Berta & Benjamin Magnelli (MPE).

La deuxième méthode pour obtenir les catalogues PEP-COSMOS est d'utiliser la position des sources 24 μm et la technique d'ajustement de PSF. Il s'agit de la méthode avec "priors". La liste des priors utilisés provient du catalogue profond de Le Floc'h & Aussel à partir des observations MIPS-24 μm dans COSMOS (Le Floc'h et al. 2009). Le catalogue PACS avec priors a été obtenu en utilisant *Daophot II*. De la même manière que pour le catalogue blind, des simulations ont été conduites de manière à obtenir les taux de complétude et de contaminants. Ces résultats sont résumés à la Table 9.1.2.

Ce travail d'extraction de sources avec priors a été mené par Emeric Le Floc'h (CEA).

Champ et Bande	F(3σ)	N $\geq 3\sigma$	F(5σ)	N $\geq 5\sigma$	Comp. 3σ	f(cont.) 3σ	Comp. 5σ	f(cont.) 5σ
COSMOS blind 100 μm	~ 5.0	5360	~ 8.3	3490	0.11	0.27	0.59	0.02
COSMOS blind 160 μm	~ 10.2	5105	~ 17.0	2759	0.09	0.29	0.59	0.03
COSMOS priors 100 μm	~ 5.0	5368	~ 8.0	2999	0.43	0.58	0.90	0.09
COSMOS priors 160 μm	~ 11.0	4649	~ 18.0	2159	0.29	0.48	0.84	0.09

TABLE 9.1 – Statistiques du champ COSMOS. Comparaison entre les catalogues obtenus par la méthode d'extraction non biaisée (extraction à l'aveugle, ou *blind* dans la table ci-dessus) et par la méthode avec "priors".

Les deux méthodes conduisent à des résultats similaires et les flux obtenus dans les deux catalogues sont en très bon accord. La Fig. 9.6 montre les comparaisons entre les deux

catalogues, avec en partant de la gauche vers la droite : la comparaison directe des flux obtenus dans les deux catalogues, la distribution des sources sans contreparties et enfin la distribution des sources sans contreparties en terme de fraction relative par rapport au nombre total de sources dans un intervalle de flux donné. Les panneaux de gauche de la Fig. 9.6 montrent le bon accord au niveau des flux pour les deux catalogues. En revanche, on observe un plus grand nombre de sources très faibles dans le catalogue avec priors, ce qui n'est pas surprenant. En effet, au vu de la méthode d'obtention des catalogues, la méthode avec priors permet d'extraire des sources plus profondes en flux que la méthode d'extraction blind.

Dans la suite de ce manuscrit, lorsque je fais référence au catalogue PACS-COSMOS ou encore aux flux PACS, j'utilise exclusivement le catalogue obtenu avec priors.

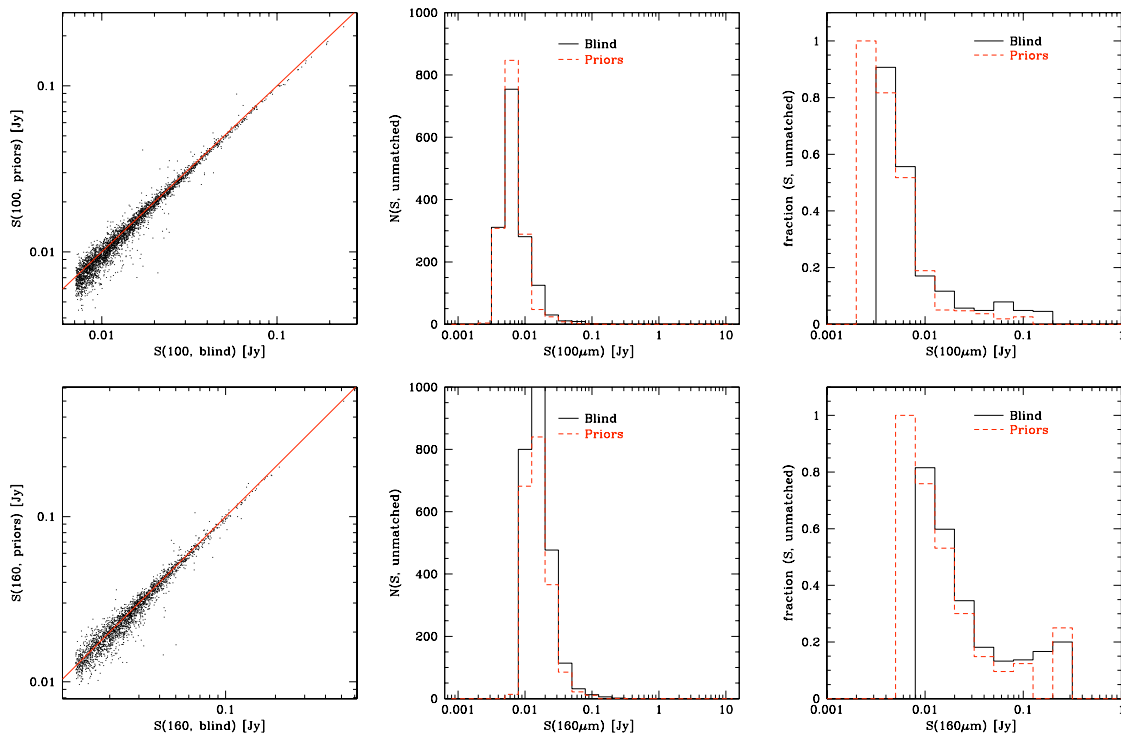


FIGURE 9.6 – Comparaison entre les catalogues obtenus par la méthode d'extraction non biaisée (extraction à l'aveugle, ou *blind*) et par la méthode avec “priors” de PEP-COSMOS.

En revanche, dans l'étude de Berta et al. (2010), les courbes de comptages de galaxies ont été obtenues à partir des catalogues blind de PEP. La Fig. 9.7, que j'ai déjà introduite au chapitre 1, montre ces comptages PEP normalisés à la pente euclidienne ($dN/dS \propto S^{-2.5}$ où S est le flux) à 100 et 160 μm . Les symboles pleins sur cette figure correspondent à la limite de complétude de 80%. En utilisant la méthode décrite dans Chary et al. (2004), l'analyse a été étendue à des objets plus faibles jusqu'à la limite de détection de 3σ . On observe sur les deux panneaux de la Fig. 1.5 un bon accord entre les résultats PACS et les comptages ISO à 95 μm (Rodighiero and Franceschini 2004; Héraudeau et al. 2004) et à 160 μm avec MIPS (Béthermin et al. 2010), et cela notamment dans le cas du champ COSMOS.

Une fois encore, cette collaboration au sein de PEP a été fructueuse et me permet d'être co-auteur sur des papiers de grands intérêts scientifiques. Ces papiers sont pour la plupart

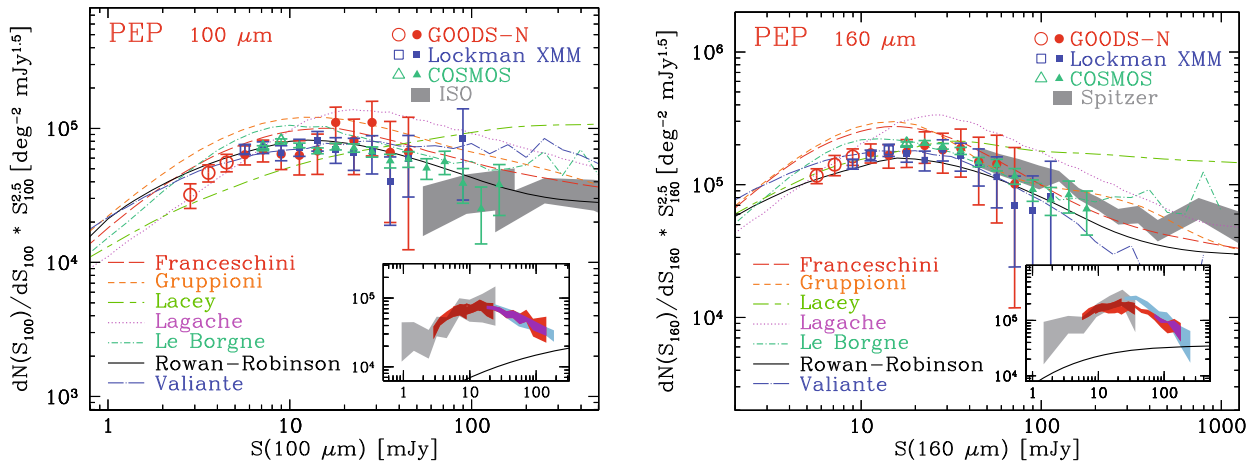


FIGURE 9.7 – Comptages à 100 et 160 μm normalisé à la pente euclidienne pour les champs de PEP. Tirée de Berta et al. (2010).

en cours de rédaction. Je donne cependant un exemple provenant de cette enrichissante collaboration : *The Redshift and Nature of AzTEC/COSMOS 1 : A Starburst Galaxy at $z = 4.6$* , Smolčić et al. (2011), où ils étudient la nature de la plus brillante des galaxies submillimétriques du champ AzREC/COSMOS. Cette galaxie est extrêmement jeune et massive, et s'avère être compact et formant beaucoup d'étoiles ($\sim 1300 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$). Ils expliquent ces résultats par le fait que cette source forme des étoiles dans un régime où la gravité empêche la formation de vents stellaires. Cela conduit à une accumulation de matière et permet ainsi la formation de nouvelles étoiles.

9.1.3 Contreparties PACS des sources sélectionnées à 24 μm

Le catalogue avec priors décrit à la sous-section précédente a été obtenu à partir d'un catalogue 24 μm non public (Le Floc'h et al. 2009). Les flux 24 μm des sources les plus faibles ne sont pas disponibles dans ce catalogue PEP-COSMOS. En revanche, j'ai la chance d'avoir accès à ce catalogue plus profond. Je n'ai donc pas directement utilisé le catalogue avec priors de PEP, mais je suis partie de mon échantillon de sources sélectionnées à 24 μm que j'ai décrit et utilisé dans la Partie II de ce manuscrit. J'ai cherché ici la contrepartie de mes sources 24 μm dans le catalogue PEP.

Je ne m'intéresse ici qu'aux sources MIPS-24 μm qui ont une contrepartie PACS. Je travaille ainsi sur un échantillon de 6029 sources. Je cherche à obtenir le redshift photométrique de mes sources ainsi que des informations sur la photométrie dans différentes bandes. Je procède donc à une cross-corrélation avec le catalogue optique de Ilbert et al. (2009) sur une méthode similaire à celle décrite au chapitre 4. Cette fois-ci j'effectue toutefois une étape supplémentaire dans les cross-corrélations en m'inspirant de la méthode de Le Floc'h et al. (2009). En effet, en raison de la grande densité de sources du catalogue optique comparée aux catalogues MIPS-24 μm ou encore PACS 100 et 160 μm , je décide de ne pas procéder à une cross-corrélation directe entre mon catalogue initial et le catalogue optique. Au chapitre 4, j'ai mené une première cross-corrélation avec le catalogue en bande-K de McCracken et al. (2010) pour ensuite mener une seconde corrélation entre les résultats de la corrélation précédente et le catalogue optique.

Dans le cas du catalogue des sources PACS sélectionnées à 24 μm , je procède à la même première étape qui consiste à corréler mon catalogue avec celui en bande K avec un rayon de 2". 171 sources sur les 6029 sources initiales n'ont pas de contrepartie dans le catalogue

en bande K. Dans le but de diminuer ce nombre de sources sans contrepartie, je mène une autre corrélation, en parallèle, avec le même rayon de 2" avec le catalogue en bande IRAC cette fois-ci. Je combine le résultat de ces deux corrélations. Cette double corrélation me permet de "récupérer" 34 sources. A la fin de cette première étape dans la construction de mon catalogue, 137 sources PACS sélectionnées à $24\mu\text{m}$ n'ont pas de contreparties ni dans le catalogue en bande K ni dans le catalogue en bande IRAC.

A partir des résultats de cette première étape, je mène une deuxième cross-corrélation avec le catalogue en bande optique. Cette fois-ci, 124 sources n'ont pas de contrepartie entre la première et la deuxième étape de corrélation.

Au total, sur les 6029 sources PACS sélectionnées à $24\mu\text{m}$, 261 sources n'ont pas de contrepartie optique et donc pas de redshift photométrique.

Par curiosité, je tiens à faire remarquer que 249 sources de mon catalogue de sources PACS- sélectionnées à $24\mu\text{m}$ et avec contrepartie optique sont considérées comme AGN car elles sont détectées en rayon X dans les catalogues COSMOS (Salvato et al. 2009; Brusa et al. 2010). En effet, au vu de la profondeur du champ COSMOS, une détection dans les longueurs d'onde des X signifie qu'il s'agit d'un AGN (cf chapitre 3).

9.2 Travaux préliminaires

9.2.1 Buts scientifiques

Le but de ce projet est d'exploiter les données Herschel PACS (et SPIRE) pour mieux contraindre le FIR et pouvoir ainsi comprendre la nature des sources fortement affectées par l'extinction (notamment les sources OFIR que j'ai étudié dans la partie II). Ces sources aux couleurs IR-moyen/optique extrêmes sont fort probablement composées d'un AGN enfoui. Je cherche à quantifier la contribution AGN dans ces galaxies obscurcies par la poussière mais qui contribue de manière non négligeable au taux de formation stellaire à $z\sim 2$. Je montrerai cette étude au chapitre 10. En attendant, je cherche dans cette sous-section à mieux connaître les outils dont je dispose pour mener cette analyse. Je veux ici comprendre les couleurs PACS/MIPS de toutes mes sources sélectionnées à $24\mu\text{m}$, dans un premier temps. Je montre également des résultats préliminaires d'obtention de la luminosité infrarouge, que je noterai par la suite L_{IR} , par la méthode d'ajustement des distributions spectrales d'énergie (SEDs). Je compare d'ailleurs différentes méthodes dans le but de trouver le meilleur compromis pour obtenir le L_{IR} en minimisant les erreurs et les extrapolations commises.

9.2.2 Comprendre les couleurs FIR/MIR

Je montre ici l'évolution des couleurs PACS/MIPS avec le redshift, comme l'illustrent les points noirs de la Fig. 9.8. Je compare sur cette figure l'évolution des couleurs observées avec l'évolution des couleurs prédites par les templates pour 3 bibliothèques spectrales : Chary and Elbaz (2001) en vert, Dale and Helou (2002) en bleu et Lagache et al. (2003) en rouge. Les trois bibliothèques de SED mettent en avant le même problème : il y a un excès de sources "rouges" non expliquées par ces templates à bas redshift (i.e. $z < 1$). J'appelle sources "rouges" des sources sélectionnées à $24\mu\text{m}$ et avec contreparties PACS qui montrent de fortes couleurs PACS/MIPS. Ces fortes couleurs signifient donc des rapports de flux $F_{100\mu\text{m}}/F_{24\mu\text{m}}$ et $F_{160\mu\text{m}}/F_{24\mu\text{m}}$ élevés. Pour réellement quantifier cet excès, je montre sur la Fig. 9.8 les points médians de mon échantillon par intervalle de redshift. En effet, la courbe orange sur les différents panneaux représente la couleur PACS/MIPS médiane des sources COSMOS.

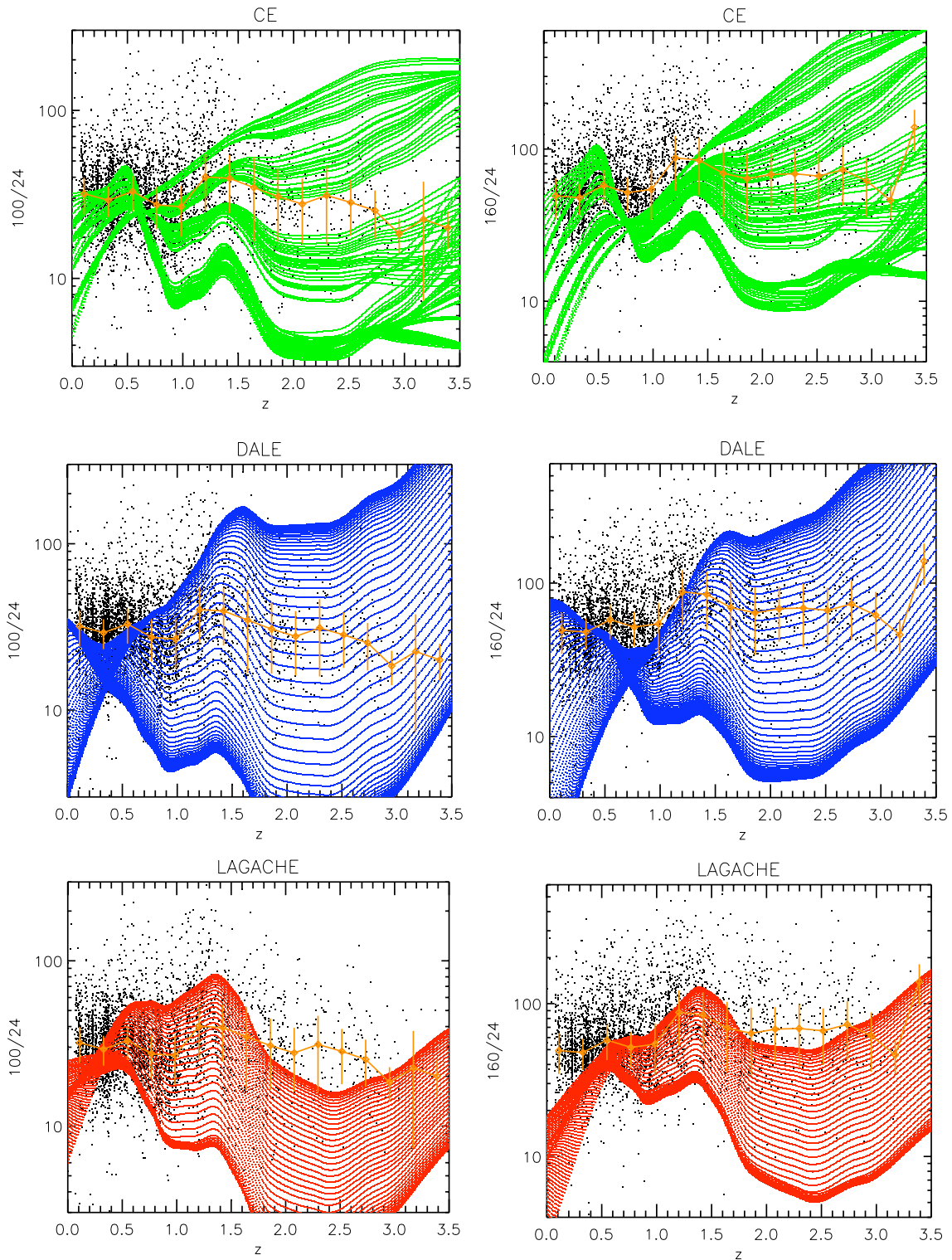


FIGURE 9.8 – Couleurs PACS-MIPS observées et comparées avec les templates de trois bibliothèques spectrales : Chary and Elbaz (2001) en vert (panneaux du haut), Dale and Helou (2002) en bleu (panneaux du milieu) et Lagache et al. (2003) en rouge (panneaux du bas). La colonne de gauche montre l'évolution de la couleur 100/24 en fonction du redshift. La colonne de droite montre l'évolution de la couleur 160/24 en fonction du redshift. La courbe orange correspond aux valeurs médianes des couleurs observées. Les erreurs sur ces médianes ont été calculées par le MAD, i.e. *Median Absolute Deviation*.

Les barres d'erreurs de ces points médians ont été calculées par la méthode du MAD, pour *Median Absolute Deviation*.

La médiane pour la couleur 100/24 n'est finalement pas trop mal expliquée par les templates, notamment par ceux de la bibliothèque Chary and Elbaz (2001). Dans le cas des autres bibliothèques, l'excès de sources rouges est visible même pour la médiane des points pour des redshifts $z < 0.6$ (pour la bibliothèque Dale and Helou (2002)) et pour $z < 0.3$ (pour la bibliothèque de Lagache et al. (2003)). Pour conclure, lorsque je tiens compte des barres d'erreurs, la médiane de la couleur des sources est expliquée par les templates et ce, quelque soit le redshift.

En revanche, la couleur 160/24 (panneaux de droite de la Fig. 9.8) est beaucoup moins bien expliquée par les templates de ces trois bibliothèques que la couleur 100/24. En effet, les templates ne reproduisent pas la couleur 160/24 de la médiane (courbes orange de la Fig. 9.8) dans les intervalles de redshifts suivants : $0.6 < z < 1.5$ dans le cas de la bibliothèque de Chary and Elbaz (2001), $0.4 < z < 1.2$ dans le cas de la bibliothèque de Dale and Helou (2002), $0 < z < 0.6$ et $1.8 < z < 2.7$ dans le cas de la bibliothèque de Lagache et al. (2003). Cette fois-ci, même en tenant compte des barres d'erreurs, les templates n'arrivent pas toujours à reproduire les couleurs 160/24 observées. Cet excès a déjà été observé par Lee et al. (2010) dans le champ COSMOS également. Lee et al. (2010) ont travaillé à partir de données MIPS 24 μm et 160 μm . Les observations à 160 μm avec MIPS étant très rapidement limitées par la confusion, ils ont dû employer la méthode d'empilement (*stacking* en anglais) pour obtenir leurs sources à cette longueur d'onde. Il s'agit là uniquement d'une étude statistique. Je montre à la Fig. 9.8 les couleurs 160/24 obtenues à partir de détections à 160 μm obtenues avec PACS.

La Fig. 9.9 illustre les résultats de Lee et al. (2010) avec notamment la comparaison avec les templates issus de Dale and Helou (2002). Le même excès de sources avec un fort rapport de flux 160/24 est observé globalement aux mêmes redshifts ($0.3 < z < 1$) que ce que j'ai trouvé avec PACS à la Fig. 9.8.

Il est étrange que les templates cités plus haut ne reproduisent pas les couleurs observées PACS/MIPS de la Fig. 9.8, surtout à bas redshifts. En effet, ces templates sont bien échantillonnés et considérés robustes dans l'Univers local. Cet écart observé avec les couleurs des templates crée un doute dans la robustesse de ces templates à grand redshift. En effet, même si globalement les couleurs observées sont bien reproduites à grand z par les 3 jeux de templates, il est légitime de se demander dans quelle mesure utiliser ces templates à grand z est justifié si même à bas z , là où ils sont censés être les plus performants, il y a un problème. L'importance de ces templates prend tout son sens lorsqu'on pense que les luminosités infrarouges de nos sources sont obtenues à partir de la méthode d'ajustement des SEDs menée avec ces bibliothèques spectrales, comme je l'explique à la sous-section 9.2.3.

Il est donc particulièrement important de bien comprendre d'où proviennent les différences entre templates et observations résumées à la Fig. 9.8. Je n'ai pas eu le temps d'approfondir cette étude durant ma thèse, mais j'expose dans ce paragraphe les conclusions et perspectives sur cette étude en cours. La question qui se pose alors est simple : l'erreur provient-elle des flux PACS 100 et 160 μm ou est-ce dû à une limitation dans l'utilisation de ces templates ? Les flux PACS sont tout à fait plausible avec les observations MIPS à 160 μm . Par conséquent, je penche plus vers une explication due à la manière d'utiliser ces bibliothèques spectrales dans un tel contexte.

Une interprétation possible vient du FIR. En effet, le domaine spectral sondé par PACS est encore mal connu. Les études à ces longueurs d'onde ont pour la plupart dû recourir à

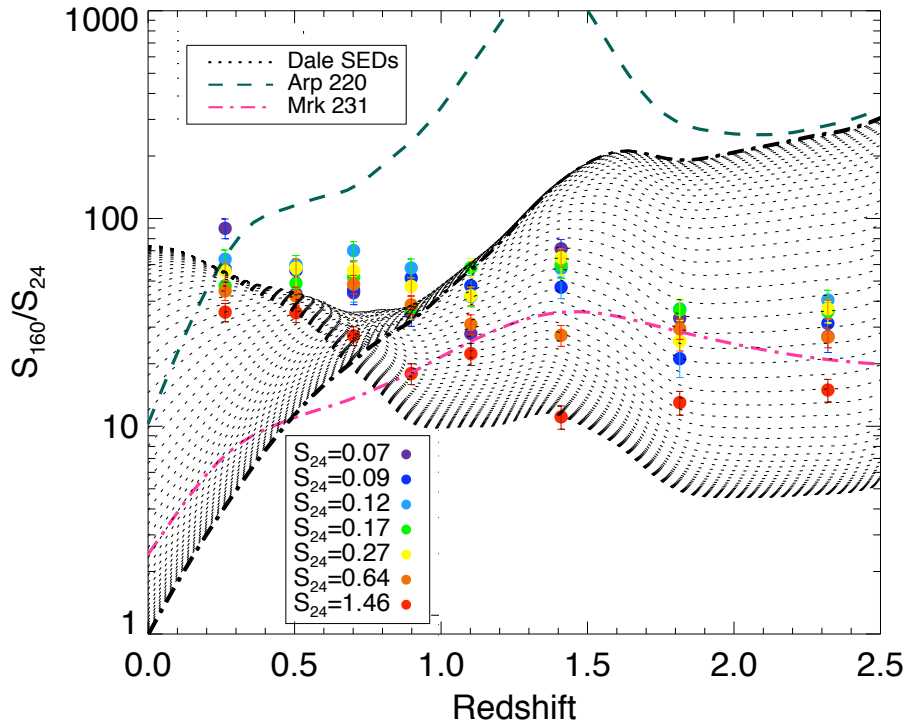


FIGURE 9.9 – Rapports de flux 160/24 obtenus par la méthode d’empilement (points colorés en fonction de l’intervalle de flux 24 μm considéré). Ces rapports de flux sont comparés à l’évolution en fonction du redshift des rapports 160/24 prédits par les templates de Dale and Helou (2002), et par les modèles de Arp 220 (tirets vert foncé) et de Mrk 231 (ligne tirets-pointillés rose). Les rapports 160/24 sont globalement en accord avec les couleurs prédites par les templates de Dale, excepté à bas redshift, comme je le montre dans ma Fig. 9.8. *Adaptée de Lee et al. (2010)*

la méthode du stacking, comme l’étude de Lee et al. (2010) dont j’ai parlé plus haut. Ces écarts entre couleurs observées et templates proviennent donc sans doute d’une mauvaise connaissance du FIR ce qui conduit les bibliothèques spectrales à extrapoler dangereusement entre le MIR et les plus grandes longueurs d’ondes. Pour vérifier ce point, j’ai décidé de regarder la couleur 160/100 de PACS en fonction du redshift de mes sources et de la comparer avec les couleurs prédites par les templates des trois bibliothèques discutées précédemment. La Fig. 9.10 illustre ces résultats. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la Fig. 9.8. Il est clair que les couleurs FIR sont mieux expliquées par les templates que les couleurs FIR/MIR. En effet, les templates n’arrivent plus à reproduire la couleur médiane 160/100 à grand redshift, i.e. à partir de $z \sim 2$ et cela pour les trois bibliothèques. Ce résultat semble plus naturel que celui de la Fig. 9.8 car il est vrai que les templates sont plus incertains à plus hauts redshifts.

La solution serait alors de développer un nouveau jeu de templates qui réussirait à reproduire les observations en infra-rouge lointain, nouveau domaine exploré grâce à Herschel et à la nouvelle génération de télescopes. La Fig. 9.8 montre qu’il manque dans ces bibliothèques spectrales une quantité de grains de poussière pour expliquer complètement les couleurs observées. En effet, grâce aux observations de PACS, et de SPIRE également, il est possible de mieux contraindre le domaine du FIR et donc de développer des distributions spectrales d’énergie adaptées.

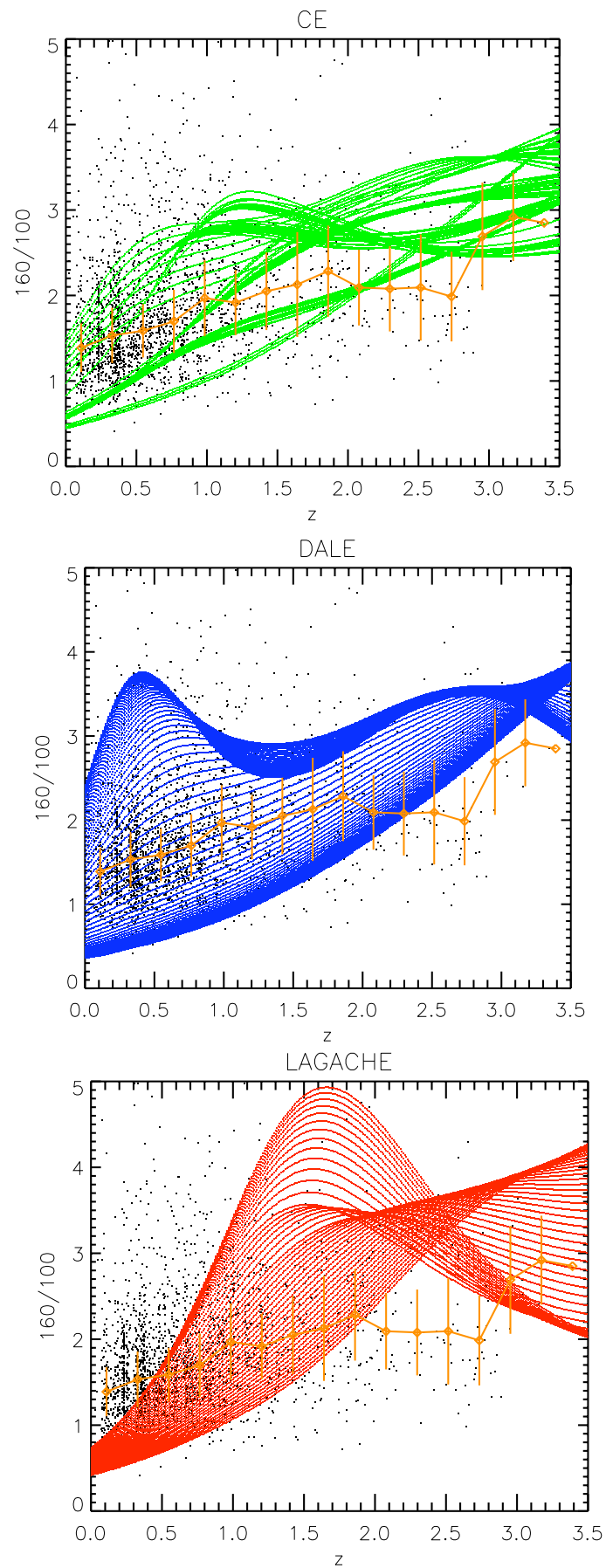


FIGURE 9.10 – Comparaison couleurs 160/100 observées avec les templates.

Je tiens à faire une dernière remarque dans le cadre de cette étude. Précédemment, j'ai donné les différents intervalles de redshifts pour lesquels les couleurs observées PACS/MIPS n'étaient pas expliquées par les templates des trois bibliothèques étudiées dans cette sous-section. Je veux souligner ici le fait qu'il serait possible de reproduire les couleurs des médianes à tous les redshifts même dans le cas 160/24 si je combinais les trois bibliothèques. Cependant, cette méthode ne constitue pas une bonne solution. En effet, comme le détaille Olivier Ilbert dans sa thèse et dans son article (Ilbert et al. 2009), utiliser un trop grand jeu de templates introduit des dégénérescences et il devient alors difficile et peu sûr de dériver les paramètres physiques attendus, comme notamment dans son cas les redshifts photométriques et les masses. Il a d'ailleurs réduit son jeu de templates à uniquement 31 SEDs représentatives de son échantillon pour obtenir le catalogue de redshifts photométriques du champ COSMOS (Ilbert et al. 2009).

9.2.3 Utilisation du FIR pour mieux contraindre la luminosité IR des sources

Pour caractériser un échantillon de sources, on cherche à déterminer les paramètres physiques comme par exemple leur luminosité infrarouge, leur masse ou encore leur température. Une des méthodes utilisées pour obtenir la luminosité infrarouge d'une source est celle de l'ajustement des SEDs. A partir de quelques données sur la photométrie de la source (i.e il faut connaître le flux de cette source observée à une longueur d'onde donnée) et en se basant sur une bibliothèque spectrale, il est possible de reconstruire la SED qui décrirait le mieux cette source. En se basant sur cette SED et sur la bibliothèque spectrale utilisée, il est alors possible d'en extraire la luminosité infrarouge. J'ai utilisé cette méthode pour obtenir le L_{IR} de mes sources PACS.

Comme je l'ai mentionné à plusieurs reprises dans ce manuscrit, les SEDs des galaxies des galaxies typiques de mon échantillon atteignent leur maximum d'émission dans l'infrarouge lointain. Pour être le plus précis possible sur les paramètres physiques que l'on dérive de ces SEDs, il faut donc être capable de contraindre ce pic dans le FIR. Herschel représente donc un atout majeur de la détermination de ces luminosités infrarouges. Elbaz et al. (2011) montrent justement l'importance des données de PACS et de SPIRE dans la détermination du L_{IR} . La Fig. 9.11 du haut représente la comparaison entre le L_{IR} total, c'est-à-dire pris entre 8 et 1000 μm , calculé comme étant le L_{IR} obtenu à partir des données Herschel (combinaison PACS + SPIRE) et le L_{IR} extrapolé à partir du 24 μm avec la bibliothèque spectrale Chary and Elbaz (2001). Cette figure révèle un bon accord entre le $L_{IR}^{Herschel}$ et la luminosité infrarouge extrapolée à partir du 24 μm et notée ci-après $L_{IR}^{24,CE01}$ à bas redshift et jusqu'à $z \sim 1.5$ (i.e. à faible luminosité et jusqu'à $L_{IR}^{24,CE01} \sim 10^{12} L_{\odot}$). En revanche, à plus haut redshift (et donc plus forte luminosité) Elbaz et al. (2011) soulignent un désaccord entre les deux détermination du L_{IR} . A forte luminosité, le 24 μm sur-estime la luminosité infrarouge des sources, comme le montre sur la Fig. 9.11 cet écart par rapport à la ligne en pointillés. Ces résultats sont obtenus à partir des observations profondes des champs GOODS nord et sud. Dans une précédente publication, Elbaz et al. (2010) trouvaient déjà cette tendance à partir des données sur des observations moins profondes.

Cet écart entre le $L_{IR}^{Herschel}$ et le $L_{IR}^{24,CE01}$ observé à forte luminosité ($L_{IR}^{24,CE01} \sim 10^{12} L_{\odot}$) s'expliquent par la présence de fortes raies dues à des PAHs là où on s'attendait à un continuum de poussière chaude lié à la présence d'un AGN. Ces résultats sont obtenus à partir de la spectroscopie infrarouge moyenne de sources Spitzer à $z \sim 2$ (Murphy et al. 2009; Fadda et al. 2010). Les templates de la librairie Chary and Elbaz (2001) ne comportent de signatures spectrales dues à ces PAHs et par conséquent ne sont pas adaptés aux galaxies de luminosité infrarouge $10^{12} L_{\odot}$ à $z \sim 2$.

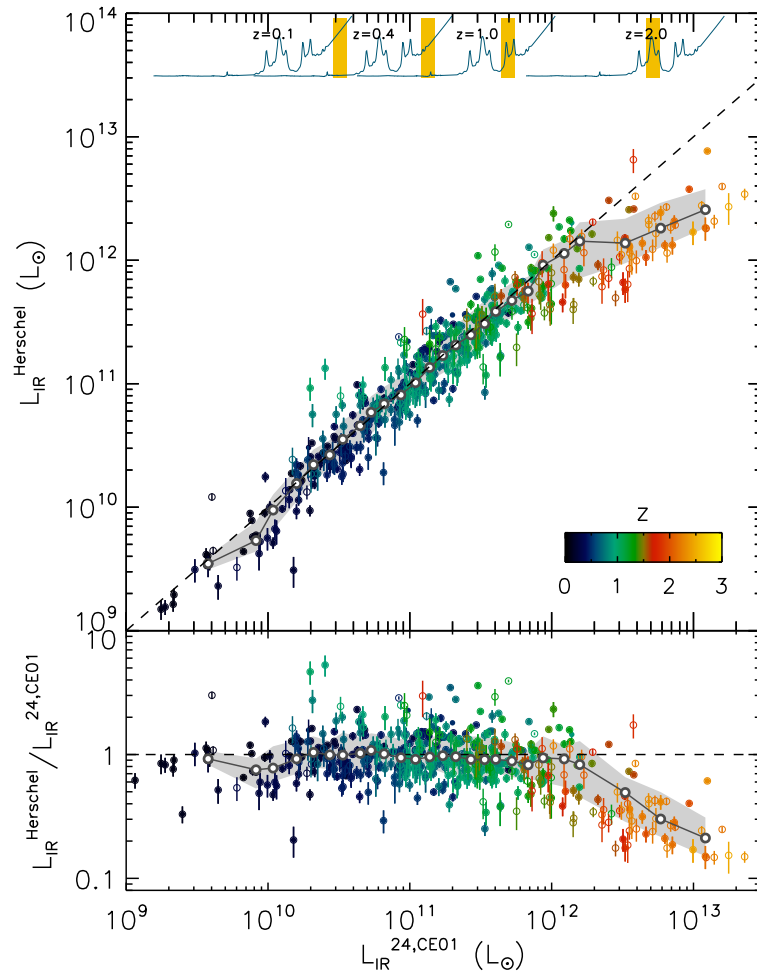


FIGURE 9.11 – $L_{IR}(\text{Herschel})$ en fonction de $L_{IR}(24 \mu\text{m})$. Tirée de Elbaz et al. (2011).

Dans cette sous-section, je cherche à calculer le L_{IR} de mes sources PACS par la méthode d'ajustement des SEDs. Il existe cependant plusieurs façons d'obtenir le $L_{IR}(\text{FIR})$ de mes sources. Je peux par exemple utiliser l'infrarouge moyen uniquement et à partir d'une extrapolation obtenir le L_{IR} total. Cette solution a été utilisée par le passé quand le FIR n'était pas encore observé. A l'heure actuelle, il est connu que le $24 \mu\text{m}$ sur-estime la valeur du L_{IR} total. Il faut donc utiliser l'infrarouge lointain pour contraindre la détermination du L_{IR} total. Dans cette section, je vais analyser la méthode la plus robuste pour obtenir les luminosités infrarouges de mes sources en utilisant pour le FIR que les données PACS. En effet, mon projet de recherche au sein des consortiums PEP & HerMES ne m'autorise uniquement l'utilisation des bandes PACS. Cette approche est intéressante sur deux points. Tout d'abord, SPIRE est très rapidement limité par la confusion. Ensuite, certains champs ne sont pas observés avec SPIRE et il est donc intéressant de pouvoir comparer, grâce aux observations COSMOS, des L_{IR} obtenus à partir des données PACS avec des L_{IR} obtenus à partir d'une combinaison PACS et SPIRE. En effet, ayant accès au catalogue COSMOS-SPIRE, je me servirai ici des données à $250, 350$ et $500 \mu\text{m}$ pour comparer mes résultats obtenus exclusivement avec PACS et valider ainsi la précision de mes résultats.

Pour mener la méthode d'ajustement de SED, j'utilise le code Le PHARE développé par Stéphane Arnouts & Olivier Ilbert. Le PHARE est un code écrit en fortran développé dans le

but d'obtenir des redshifts photométriques en utilisant la technique d'ajustement des SEDs. Ce code se sous-divise en différentes parties. Dans un premier temps, il faut sélectionner le jeu de SEDs représentatives de l'échantillon de galaxies et les filtres utilisés ce qui va permettre de générer les magnitudes correspondant aux templates. Il est alors possible d'appliquer le code permettant d'obtenir les redshifts photométriques. Ce code correspond à une analyse de minimisation du χ^2 entre le template et le flux observé. Cette étude est menée sur différents types de bibliothèques (pour les galaxies, les étoiles et les quasars) pour obtenir le meilleur modèle et estimer les redshifts photométriques ainsi que les erreurs sur ces redshifts. Ce code peut également être utilisé pour faire de l'ajustement de template, pour des longueurs d'ondes allant de l'UV au submillimétrique. Il est alors possible d'en extraire des informations physiques pour chaque galaxie, comme la luminosité, la masse, le SFR, ...

Malgré les imperfections portant sur les templates pour reproduire les couleurs observées dans le FIR/MIR (cf sous-section 9.2.2), je décide d'utiliser la bibliothèque de Chary and Elbaz (2001). Il s'agit en effet du jeu de templates dont les écarts par rapport aux couleurs PACS/MIPS observées sont les plus minimes comparées aux deux autres bibliothèques. Tous mes calculs d'ajustement des SEDs dans la suite de ce manuscrit sont faits à partir de cette bibliothèque spectrale Chary and Elbaz (2001), sauf mention du contraire.

Comme expliqué précédemment, je cherche ici à déterminer la meilleure approche pour dériver le $L_{IR}(\text{FIR})$ de mes sources. La Fig. 9.12 montre les trois approches que j'ai envisagées avec les bandes PACS et SPIRE pour obtenir $L_{IR}(\text{FIR})$ en fonction du $L_{IR}^{24,CE01}$. En effet, Elbaz et al. (2011) montrent un bon accord entre les luminosités infrarouges totales (i.e obtenues avec Herschel) et les luminosités infrarouges extrapolées à partir du $24 \mu\text{m}$ et obtenues avec la bibliothèque spectrale de Chary and Elbaz (2001) jusqu'à $L_{IR}^{24,CE01} \sim 10^{12} L_{\odot}$. Je décide ainsi de baser mon étude sur leurs résultats et de comparer les différentes déterminations du $L_{IR}(\text{FIR})$ avec $L_{IR}^{24,CE01}$, comme je le montre en l'occurrence à la Fig. 9.12.

Pour le panneau du haut, $L_{IR}(\text{FIR})$ a été obtenu en utilisant uniquement les deux bandes PACS et en autorisant le code Le PHARE à une re-normalisation libre du template. Pour chaque bibliothèque, le code Le PHARE permet d'estimer une luminosité infrarouge $L_{IR}(\text{total})$. Dans la plupart des cas, chaque distribution spectrale d'énergie est donnée pour une luminosité infrarouge donnée. Il est possible avec le code Le PHARE d'autoriser ou non une re-normalisation. Cette normalisation permet, lorsque plusieurs bandes du FIR sont disponibles, d'optimiser la méthode d'ajustement des SEDs sur l'ensemble des SEDs à disposition sans se restreindre à une seule luminosité fixée. Le panneau du milieu de la Fig. 9.12 montre le résultat de la même procédure que menée précédemment mais cette fois je n'ai pas autorisé le rescaling libre. La méthode d'ajustement des SEDs a donc été menée sur un choix restreint de templates par rapport au panneau du haut. Lorsque j'analyse ces deux figures, il semble clair qu'autoriser le rescaling libre lorsque seulement deux bandes sont disponibles n'est pas une méthode valable. En effet, le panneau a) montre non seulement une plus grande dispersion que le panneau b) (~ 1.6 dex pour le panneau a) contre ~ 1.2 dex pour le panneau b) à $L_{IR}^{24,CE01} \sim 10^{11} L_{\odot}$), mais il indique également qu'il n'y a pas un bon accord entre le $L_{IR}(\text{FIR})$ et le $L_{IR}^{24,CE01}$, et cela même à bas redshift. Pour comparaison, je montre sur le panneau c) l'évolution du $L_{IR}(\text{FIR})$ obtenu à partir de PACS et SPIRE en fonction du $L_{IR}^{24,CE01}$. Dans ce dernier cas, 5 bandes en FIR étant disponibles, j'autorise le paramètre de rescaling libre. Les résultats obtenus en combinant PACS et SPIRE montre un excellent accord entre le $L_{IR}(\text{FIR})$ et le $L_{IR}^{24,CE01}$ avec une dispersion de seulement ~ 0.15 dex. Je retrouve bien les résultats de Elbaz et al. (2011). Cependant, en comparant les Fig. 9.11 & 9.12, je vois dans mes résultats que l'excès dû à l'infrarouge moyen se produit à une luminosité plus grande

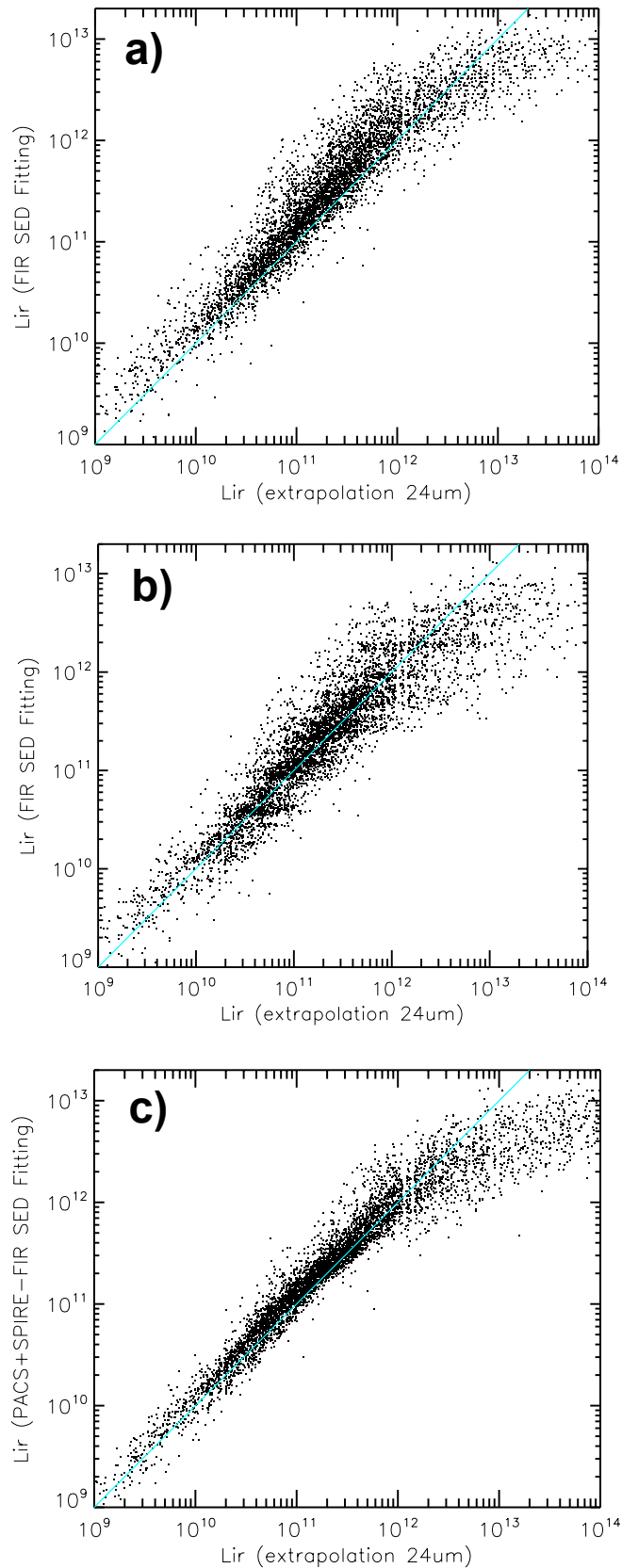


FIGURE 9.12 – $L_{IR}(\text{FIR})$ en fonction de $L_{IR}(24 \mu\text{m})$. **a)** $L_{IR}(\text{FIR})$ est obtenue à partir des données PACS uniquement et en autorisant le rescaling lors de la méthode d’ajustement des SEDs (voir texte). **b)** $L_{IR}(\text{FIR})$ est obtenue à partir des données PACS uniquement mais sans rescaling lors de l’ajustement des SEDs. **c)** $L_{IR}(\text{FIR})$ est obtenue à partir des données PACS et SPIRE et avec rescaling.

($L_{IR}^{24,CE01} \sim 5.10^{12} L_{\odot}$) que dans l'étude de Elbaz et al. (2011), où la cassure a lieu à $L_{IR}^{24,CE01} \sim 10^{12} L_{\odot}$. Cette différence provient du fait que je travaille avec le champ COSMOS, plus large mais moins profond que les champs GOODS nord et sud utilisés par Elbaz et al. (2011).

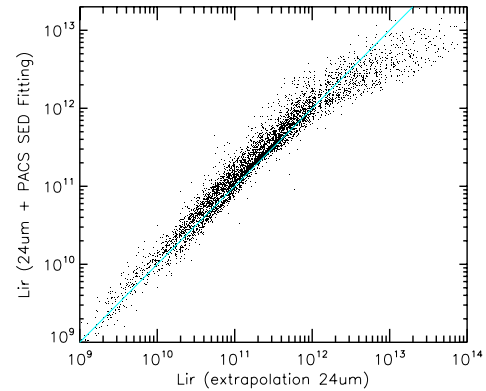
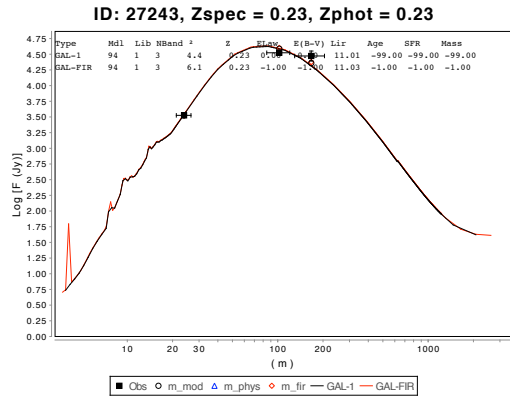
Les résultats de la Fig. 9.12 m'amènent à la conclusion que l'utilisation de PACS uniquement pour la détermination de la luminosité infrarouge de mes sources n'est pas satisfaisante. En effet, une dispersion de ~ 1.6 dex sur le $L_{IR}(\text{total})$ est trop grande. Je décide d'utiliser une combinaison entre le bande MIPS-24 μm et les deux bandes PACS. Cependant, les erreurs de photométrie sur le 24 μm sont très faibles comparées à celles sur le 100 et 160 μm de PACS. Par conséquent, la méthode d'ajustement des SEDs basée sur ces 3 bandes serait faussée car il accorderait un poids plus important au 24 μm . L'ajustement ne serait alors pas très précis dans le FIR, comme le montre le panneau en haut à gauche de la Fig. 9.13. Cette figure représente un exemple d'ajustement de SED sur une source à $z \sim 0.2$ avec les trois bandes 24, 100 et 160 μm . Il est clair sur cette figure que le 24 μm est favorisé par rapport aux deux autres bandes, et le code force le fit à passer par le point correspondant au 24 μm . Le panneau de droite correspondant montre la comparaison entre $L_{IR}(\text{total})$ obtenu à partir des trois bandes 24, 100 et 160 μm et le $L_{IR}^{24,CE01}$. La dispersion entre ces deux grandeurs est faible mais il y a un offset systématique sur toute la gamme de luminosité. En effet, le $L_{IR}(\text{total})$ est constamment surestimé par rapport au $L_{IR}^{24,CE01}$.

Pour prendre en compte les trois bandes sans laisser le 24 μm dominer le fit, il est possible d'imposer une erreur plus grande sur la photométrie du 24 μm . Il existe ainsi un paramètre du code Le PHARE qui permet d'ajouter en quadrature une erreur systématique sur les observations. C'est ce qui a été fait pour obtenir les panneaux du milieu et du bas de la Fig. 9.13. J'ajoute en quadrature une erreur de 0.5 en magnitude à la bande 24 μm . Le panneau du milieu de gauche montre le fit obtenu. Le poids des bandes PACS a été augmenté par rapport au panneau du dessus. En revanche, même si les fits obtenus sont plus corrects avec cette méthode, le $L_{IR}(\text{total})$ semble être toujours légèrement sur-estimé par rapport au $L_{IR}^{24,CE01}$, comme le montre le panneau du milieu à droite.

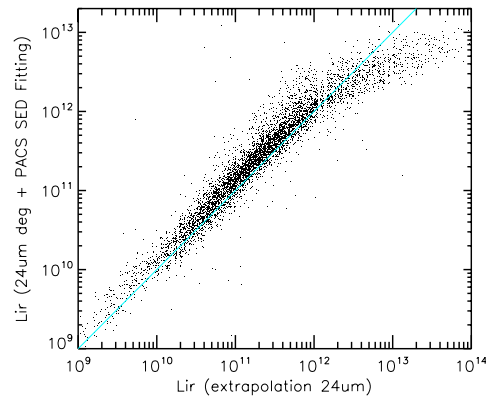
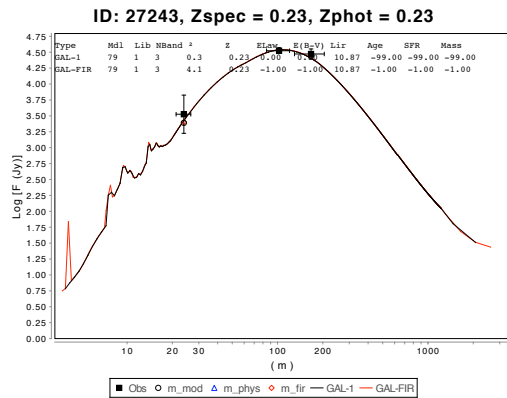
Cela m'amène à nouveau à considérer le paramètre de libre rescaling et de ne pas l'autoriser pour l'obtention du $L_{IR}(\text{total})$ de mes sources. Cette approche est résumée sur les deux panneaux du bas de la Fig. 9.13. A gauche, je montre le même fit que précédemment mais avec une erreur plus grande sur le 24 μm et sans rescaling. Le fit rouge est celui à considérer ici. On voit alors sur le panneau du bas à droite un très bon accord entre $L_{IR}(\text{total})$ et le $L_{IR}^{24,CE01}$, avec une dispersion faible (~ 0.5 dex). Je rappelle que la dispersion entre le $L_{IR}(\text{total})$ et le $L_{IR}^{24,CE01}$ en utilisant PACS uniquement et sans rescaling était de ~ 1.2 dex (cf Fig. 9.12b).

Pour conclure, je peux déduire de ces différentes investigations que la combinaison 24 μm dégradé (i.e. en augmentant l'erreur sur la photométrie de la bande MIPS-24 μm) et PACS sans autoriser le rescaling donne le meilleur accord avec le $L_{IR}^{24,CE01}$. J'exclus ici la combinaison PACS et SPIRE étant donné que je cherche à optimiser les résultats sur le $L_{IR}(\text{total})$ à partir des données PACS uniquement.

avec rescaling, erreur sur le 24 μm du catalogue



avec rescaling, erreur sur le 24 μm augmentée



sans rescaling, erreur sur le 24 μm augmentée

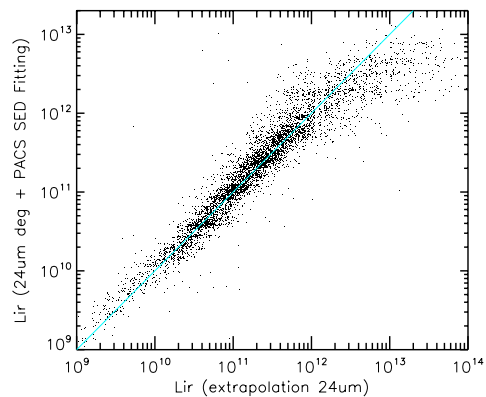
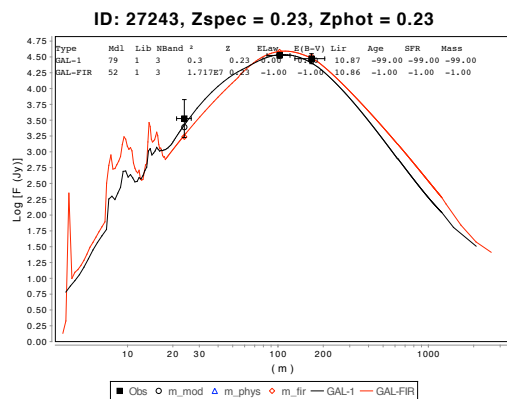


FIGURE 9.13 – Fit d'une source à $z \sim 0.9$ avec le 24 μm et les deux bandes PACS.

CHAPITRE 10

La nature composite des sources brillantes en IR mais avec des contreparties très faibles en optique

Dans ce chapitre je m'intéresse aux sources OFIR dont j'ai décrit déjà un certain nombre de propriétés à la Partie II. Ces sources ont des couleurs optique/ IR-moyen extrêmes. En effet, elles satisfont la condition d'un rapport de flux $24 \mu\text{m} / \text{bande R} \geq 1000$. Ces sources ont alors la caractéristique d'être très faibles en optique et donc difficilement détectables dans les relevés traditionnels, mais extrêmement brillantes en IR. Ce sont d'ailleurs majoritairement des galaxies ultralumineuses en IR (ULIRGs) comme le montre la Fig. 7.3. Ces sources ont des distributions spectrales d'énergie aux propriétés très différentes selon leur flux $24 \mu\text{m}$. Les sources OFIR présentant un faible flux $24 \mu\text{m}$ voient leur SEDs être dominées par le "bump stellaire" à $1.6 \mu\text{m}$ longueur d'onde au repos, que j'ai déjà mentionné à la Partie II. En revanche, les sources OFIR les plus brillantes (ce qui correspond à approximativement $F_{24\mu\text{m}} > 1 \text{ mJy}$) sont caractérisées par la présence d'une loi de puissance dans leur SED dominant l'émission dans le domaine optique/ proche IR. Cette loi de puissance est due à la présence d'un continuum de poussières chaudes provenant d'un AGN enfoui au cœur de ces galaxies. Je m'intéresse ici à ces sources OFIR les plus brillantes.

Je travaille à partir de sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ et détectées avec PACS. Pour avoir la possibilité d'approfondir mon étude, j'ajoute le flux dans les bandes SPIRE de mes sources lorsqu'elles sont détectées à ces longueurs d'onde. Je sélectionne les sources OFIR de cet échantillon avec un flux $24 \mu\text{m} > 1 \text{ mJy}$. Au final, je travaille avec 15 sources OFIR brillantes, dont 14 sont détectées à $100 \mu\text{m}$, 11 à $160 \mu\text{m}$ et 15 sont détectées à $250 \mu\text{m}$.

Je précise que l'étude présentée dans ce chapitre est un travail en cours et que les résultats énoncés ici sont encore préliminaires. Il me reste encore beaucoup de travail pour parvenir à identifier la nature composite de ces sources.

Dans un premier temps, je cherche à déterminer si les sources OFIR ont une tendance particulière dans les diagrammes couleurs utilisant les bandes Herschel. La Fig. 10.1 montre sur le panneau de droite la couleur $160/100$ en fonction de $100/24$ et le panneau de gauche montre les couleurs SPIRE $500/350$ en fonction de $350/250$. Je vois une tendance se dégager dans le cas des couleurs PACS. En effet, toutes les sources de mon échantillon sont en noir, les sources OFIR sont en rouge et les sources qui m'intéressent, les OFIR brillantes, sont les triangles verts. Je vois sur le panneau gauche de la Fig. 10.1 que les triangles verts sont localisés dans la zone du diagramme montrant des couleurs moins "rouges" que le reste des sources, que ce soit en terme de couleur $100/24$ ou $160/100$. En revanche, le diagramme couleur obtenu avec les bandes SPIRE ne permet aucune séparation entre les OFIR brillantes (triangles verts) et

le reste des sources PACS sélectionnées à $24 \mu\text{m}$. Ce résultat a été observé par Hatziminaoglou et al. (2010) pour le consortium HerMes pour un échantillon d'AGNs spectroscopiquement confirmés. Hatziminaoglou et al. (2010) montrent que les couleurs SPIRE de ces AGNs ne diffèrent pas des autres galaxies non-AGN. Leur étude de SED-Fitting montre par ailleurs que ce résultat n'est pas surprenant. En effet, ces AGNs ont besoin d'une composante starburst importante pour pouvoir expliquer leur émission dans l'infrarouge lointain. Hatziminaoglou et al. (2010) soulignent également que les couleurs SPIRE/ MIPS (et en particulier F_{250}/F_{70} en fonction de F_{70}/F_{24}) permettent de bien séparer leur échantillon d'AGN du reste de la population à forte formation stellaire. Cela s'explique par le fait que le flux des sources AGNs dans la bande $24 \mu\text{m}$ est dominé par l'émission d'un tore de poussière chaude. Dans la suite je vais justement travailler sur les couleurs PACS/ $24 \mu\text{m}$.

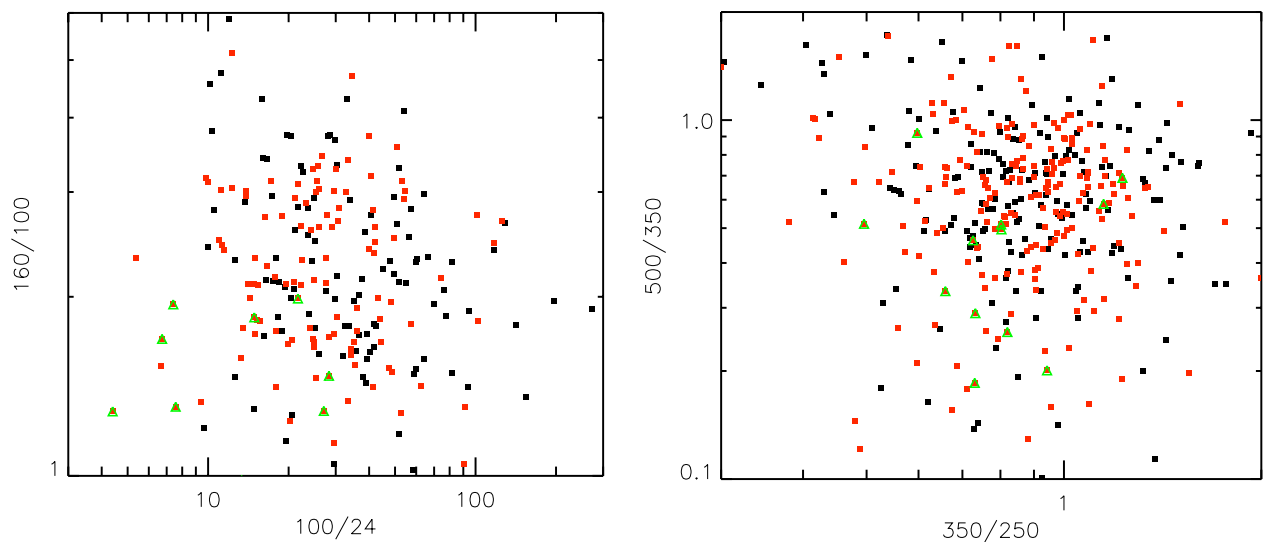


FIGURE 10.1 – Distribution des sources OFIR brillantes (triangles verts) par rapport à toutes les sources OFIR (points rouges) et à toutes les sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ et avec contrepartie Herschel (points noirs) dans des diagrammes couleurs Herschel. **Sur la gauche :** Diagramme couleur PACS/MIPS. **Sur la droite :** Diagramme couleurs SPIRE

La Fig. 10.2 montre justement l'évolution de la couleur $160/24$ en fonction du redshift. La couleur médiane de toutes les sources de mon échantillon est représentée en vert, et la couleur médiane des sources OFIR brillantes est représentée en rouge. Il est clair que les sources OFIR brillantes présentent des couleurs $160/24$ moins rouges que le reste de la population.

Dans le but de mieux comprendre la nature de ces sources, j'ai regardé la distribution de ces sources OFIR brillantes dans le même diagramme qu'à la Fig. 10.2 ainsi que dans le diagramme couleur $100/24$ en fonction du redshift par rapport aux templates de Mullaney et al. (2011), en rose sur la figure. Ces templates prédisent le pourcentage (25, 50 et 100%) du flux des bandes 100 et $160 \mu\text{m}$ provenant de la composante AGN de ces sources. Je trouve que 50% de mon échantillon de sources OFIR brillantes ont une couleur $100/24$ qui laisse envisager que 50% minimum du flux à $100 \mu\text{m}$ provient d'un AGN. Pour la couleur $160/24$, c'est le cas pour plus de 60% de mon échantillon de sources OFIR brillantes. Je remarque

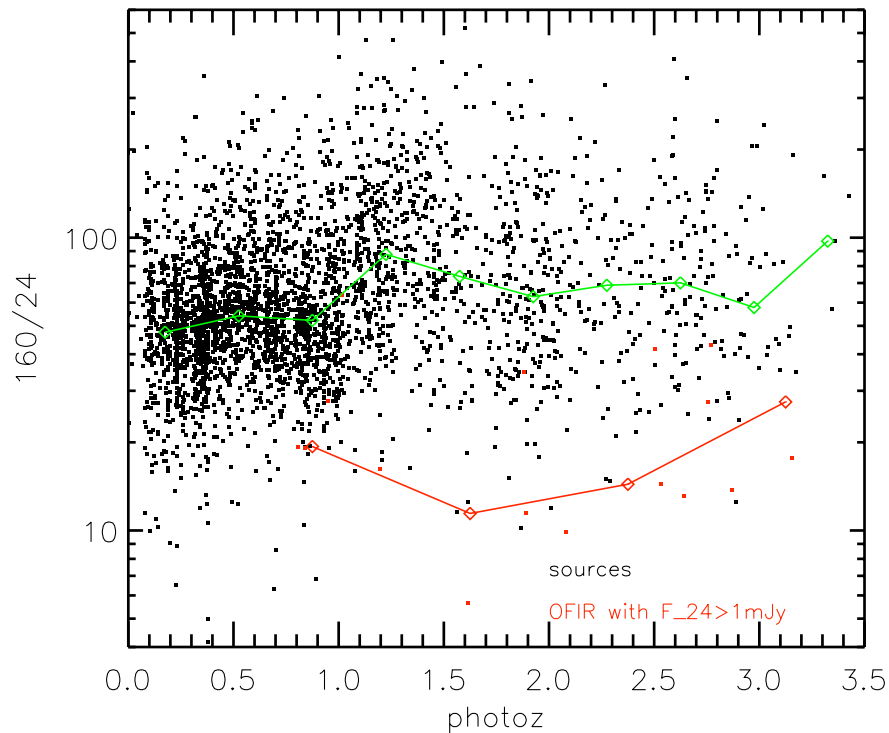


FIGURE 10.2 – Distribution des sources OFIR dans le diagramme 160/24 en fonction du redshift. Toutes les sources PACS sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ sont en noir. La couleur médiane de ces sources est représentée par la courbe verte. Les sources OFIR brillantes (i.e $F_{24\mu\text{m}} > 1 \text{ mJy}$) sont en rouge et leur couleur médiane est représentée par la courbe rouge.

également que toutes les sources qui ont une couleur 160/24 inférieure à la limite de 50% des templates de Mullaney et al. (2011), ce qui correspond à la droite rose en tirets, sont classées OFIR brillantes (aux barres d'erreur près). En revanche, pour la couleur 100/24, 11 sources qui ne sont pas des OFIR brillantes sont en dessous de cette même limite. Il semble donc que la couleur 160/24 soit un indicateur plus robuste pour caractériser l'importance d'un AGN dans les sources aux couleurs optiques/ IR-moyen extrêmes.

Je m'arrêterai ici dans mes analyses de la composante AGN de ces sources faibles en optique mais extrêmement brillantes en IR-moyen. Des études d'ajustement de SED sur ces sources sont en cours, dans le but de quantifier la contribution de la composante AGN à la luminosité de ces sources. En effet, il semble erroné de calculer la luminosité infrarouge de ces sources à partir des distribution spectrale d'énergie de galaxies à flambée de formation d'étoiles. Ces sources OFIR très brillantes comportant un AGN qui contribue sans aucun doute fortement à la luminosité de ces sources, il faut donc développer utiliser les outils adaptés pour déterminer proprement les paramètres physiques de ces sources. J'utiliserai dans la suite de mon travail des bibliothèques spectrales destinées à l'étude des AGNs, comme celle de Polletta et al. (2007), ou la bibliothèque de SED hybrides de Salvato et al. (2009).

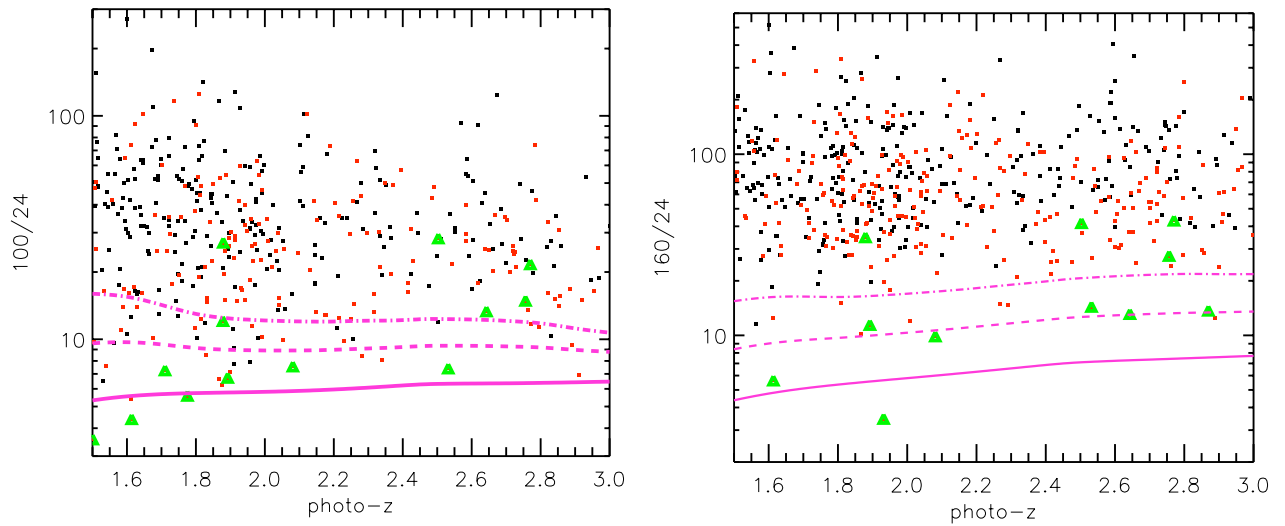


FIGURE 10.3 – Evolution des couleurs PACS/MIPS avec le redshift. Les templates de Mul-laney et al. (2011) ont été ajoutés. Ils correspondent au pourcentage du flux 100 et 160 μm provenant de la composante AGN de la source : 25% (courbe rose en tirets-pointillés), 50% (courbe rose en tirets) et 100% (courbe rose en trait plein). **Sur la gauche** : couleur 100/24 en fonction du redshift. **Sur la droite** : couleur 160/24 en fonction du redshift.

Conclusions

Mon travail s'insère dans la grande problématique de la formation et de l'évolution des galaxies. Un des premiers scénarios à expliquer l'évolution des galaxies prévoit l'apparition des petites structures juste après le Big Bang. Puis par fusions successives entre elles, ces galaxies ont grossi pour donner les systèmes massifs que l'on connaît à l'heure actuelle. Cependant, ce scénario est limité par les observations, qui ne reproduisent pas les résultats prédits par ce modèle. En effet, on observe des galaxies massives déjà en place à des redshifts de $z \sim 2$. Un autre scénario a donc été envisagé pour rendre compte au mieux des observations. Dans ce cas, les galaxies les plus massives sont déjà en place à haut redshift et subissent une évolution passive jusqu'à nous.

Il est connu à l'heure actuelle qu'il existe au même redshift des galaxies massives et des galaxies beaucoup moins massives. Des galaxies ont également été observées en train de fusionner. L'exemple le plus célèbre est celui de la galaxie des Antennes, système de galaxies en interactions. Toutes ces informations semblent indiquer que la meilleure solution reste une combinaison de ces deux scénarios. Il faut maintenant être capable de quantifier la proportion de formation de galaxies qui provient de tel ou tel mécanisme.

Une méthode d'approche pour répondre à la grande question de la formation et de l'évolution des galaxies est de contraindre le taux de formation d'étoiles dans les galaxies. Il est bien connu à l'heure actuelle que la plupart de l'assemblage en masse des galaxies se produit à $z \sim 2-3$. Mais on ne connaît ni le rôle ni la contribution des différents processus qui gouvernent cet assemblage de la masse. Et cette question prend encore plus d'importance lorsqu'on pense qu'une fraction non négligeable de la croissance de la masse stellaire a lieu dans des environnements fortement affectés par l'extinction. Il est donc difficile de quantifier la fraction exacte de l'assemblage en masse affectée par la poussière.

En effet, des détections récentes aux longueurs d'ondes de l'infrarouge et du submillimétrique, avec Spitzer et SCUBA en particuliers, ont permis de découvrir une nouvelle population de galaxies lumineuses à $z \sim 2-3$. Ces galaxies, lumineuses en infrarouge, ont été manquées par les précédentes études car elles s'avèrent être très faibles aux longueurs d'onde optique. Ces nouvelles détections IR et submillimétrique amènent naturellement la question de comment croire les sélections optiques jusqu'alors utilisées pour rendre compte du taux de formation stellaire à une époque de l'Univers. Il semble clair, en effet, qu'une fraction non négligeable de la formation stellaire a été manquée du fait que les galaxies concernées sont enfouies dans la poussière.

C'est dans ce contexte que j'ai établi mon travail de thèse. En effet, je me suis intéressée à la quantité de formation stellaire manquée par les sélections traditionnelles UV/optique due aux effets de l'extinction dans l'intervalle de redshift $1.5 < z < 3$.

Pour cela, j'ai basé mon travail sur un échantillon de sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ dans le champ COSMOS. La plupart de mes sources ont un redshift photométrique de très bonne qualité. Les populations sélectionnées en IR moyen sont connues pour être fortement biaisées vers de fortes extinctions. J'ai voulu regarder si les critères UV/optiques, largement utilisés

dans la littérature, comme le critère BzK (Daddi et al. 2004), le critère BM/BX (Adelberger et al. 2004) et la sélection des IRAC peakers (Huang et al. 2004, 2009), sont efficaces pour sélectionner les sources de mon échantillon. J'ai également regardé les effets d'une autre sélection se basant sur des couleurs optique/MIR extrêmes. Les sources sélectionnées par de telles couleurs sont brillantes en IR mais présentent des contreparties optiques très faibles. Ce sont les "*optically faint IR bright sources*" ou sources OFIR. J'ai également regardé la contribution de ces différentes sélections à la fonction de luminosité en IR-moyen et à la densité de formation d'étoiles à haut redshift.

Je rappelle brièvement mes résultats pour chaque critère. Le critère BzK offre une sélection quasi-complète ($\sim 90\%$) de mon échantillon de sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ entre $1.5 < z < 2.5$ (pour $K_s < 23.7$). Je souligne toutefois ici l'importance de la profondeur disponible pour les observations en K. En effet, si je diminue la profondeur de mes observations en bande K, alors le critère BzK devient nettement moins efficace (seulement $\sim 40\%$ de sources sélectionnées pour $K_s < 22$ par exemple).

Le critère BM/BX en revanche ne sélectionne que 50% de la population MIPS à $1.5 < z < 2.8$. Ce biais est attribué au fait que ce critère est extrêmement biaisé contre l'extinction. En effet, les sources présentant une extinction trop importante ($E(B-V) > 0.2$) ne sont plus sélectionnées comme BM/BX.

La sélection des IRAC Peakers manque 40% des sources à $1.5 < z < 3$. Ce critère est assez restrictif et ne sélectionne que les galaxies à flambée de formation stellaire. Cette sélection manque donc les sources formant des étoiles mais dominées par la présence d'un AGN enfoui.

Ces trois sélections contribuent pour la même fraction à la densité de luminosité infrarouge à $z \sim 2$. En revanche, les sources aux couleurs optique/IR-moyen extrêmes contribuent pour 25% à la densité de luminosité infrarouge à ces mêmes redshifts. Ce résultat est en bon accord avec Dey et al. (2008). Cependant, la contribution de ces sources peut atteindre jusqu'à 40% de la densité de luminosité IR si je prends en compte les sources qui n'ont pas pu être associées à des sources du catalogue optique sans doute à cause de leurs magnitudes trop faibles en optique (i.e. sous la limite de détection dans COSMOS dans les bandes optiques).

En conclusion sur cette étude, il est important de souligner que l'utilisation de ces critères de sélection doit se faire avec une grande précaution. En effet, ces critères traditionnels UV/optique souffrent de gros biais d'incomplétude. Il est donc dangereux, lorsqu'on souhaite sélectionner la totalité d'une population à un redshift donné, d'utiliser de tels critères. En effet, pour être complet, il faudrait alors faire des hypothèses sur la contribution des sources enfouies dans la poussière pour pouvoir extrapoler et retrouver la densité de luminosité infrarouge ou la densité du taux de formation d'étoiles à ces redshifts par exemple. Il est donc préférable, dans la mesure du possible, de privilégier des relevés de redshifts spectroscopiques lorsqu'ils sont disponibles, ou bien encore l'utilisation de redshifts photométriques précis, dans le but de sonder une tranche de l'Univers de manière complète et non biaisée.

Cette première partie de mon travail m'a permis de mettre en avant combien il est important d'analyser la quantité de formation stellaire enfouie dans la poussière pour rendre compte de l'évolution du taux de formation d'étoiles dans l'Univers dans une vision d'ensemble. J'ai en effet montré qu'une fraction non négligeable de la formation stellaire a lieu dans des galaxies enfouies dans la poussière. Pour estimer le taux de formation d'étoiles des galaxies à haut redshift et mieux comprendre leurs mécanismes de formation et d'évolution, il est donc nécessaire de caractériser physiquement ces galaxies obscurcies par la poussière. Pour cela, j'ai besoin d'observations à plus grandes longueurs d'ondes, et notamment dans l'IR-lointain là où ces galaxies voient leur maximum d'énergie dans leur distribution spectrale. En effet, en s'appuyant sur l'infrarouge lointain, les estimations de luminosité infrarouge des sources sont

moins biaisées que des estimations basées sur de simples extrapolations obtenues à partir de l'infrarouge moyen ou de la radio. Le télescope spatial Herschel, avec ses instruments PACS et SPIRE, montre ici toute son importance.

Lancé le 14 mai 2009, Herschel a permis d'imager le champ COSMOS, entre autres, à des longueurs d'ondes encore jamais explorées : 100, 160, 250, 350 et 500 μm . L'accès à ce domaine de longueur d'onde permet ainsi de mieux contraindre les distributions spectrales des galaxies et par conséquent de pouvoir déterminer leur nature. Je m'intéresse ici aux sources caractérisées par des couleurs optiques/IR-moyen extrêmes les plus brillantes. Je souhaite comprendre les mécanismes qui dominent la luminosité infrarouge de ces sources très brillantes ($F_{24\mu\text{m}} > 1 \text{ mJy}$) mais connues pourtant pour être fortement affectées par la poussière. Ces sources possèdent fort probablement un AGN enfoui qui domine leur distribution spectrale d'énergie. Les observations de ces sources avec PACS (100 et 160 μm) peuvent permettre de dévoiler leur nature composite. Je cherche alors à quantifier la contribution de la composante AGN à leur luminosité infrarouge. Cela me permettrait de mieux comprendre le lien entre une forte activité de formation stellaire et la présence d'un noyau actif de galaxie. Ce travail, encore au stade préliminaire, est l'objet d'un papier au sein du consortium PACS Evolutionary Probe (PEP, P.I Dieter Lutz) dont je suis en charge.

ANNEXE A

Systemes de magnitude

Je donne rapidement dans ce chapitre la définition d'une magnitude ainsi que la relation avec le flux.

A.1 Définitions magnitudes

La magnitude apparente d'un objet cosmologique est relié à la distance de cet objet ainsi qu'à l'extinction dont l'observateur peut être affecté sur la ligne de visée. La magnitude apparente m s'exprime de la manière suivante :

$$m = -2.5\log(F) + m_0 \quad (\text{A.1})$$

où F est le flux de l'objet et m_0 la référence magnitude zéro. Il existe une autre définition de la magnitude d'un objet, qui cette fois-ci indique la luminosité intrinsèque de l'objet. Il s'agit de la magnitude absolue M :

$$M = -2.5\log(L) + M_0 \quad (\text{A.2})$$

La magnitude absolue est par définition la magnitude de l'objet si l'observateur en était éloigné d'une distance de 10 pc.

A.2 Les différents systemes de magnitude

Il existe différentes conventions pour exprimer une magnitude. Je donne ici les définitions des conventions Vega et AB :

- **Système Johnson ou Véga** : Ce système est basé sur une calibration de l'étoile Alpha Lyr (Véga). Il est commun de définir la magnitude zéro comme étant celle de l'étoile Véga, aux erreurs d'étalonnage près.
- **Système AB** : Pour un flux donné en $ergs.s^{-1}.cm^{-2}.Hz^{-1}$, la magnitude AB correspondante est donné par la formule :

$$mag_{AB} = -2.5 \times \log_{10}(f_{ergs.s^{-1}.cm^{-2}.Hz^{-1}}) - 48.60 \quad (\text{A.3})$$

Je donne ici la liste de quelques conversions entre les magnitudes AB et les magnitudes en système Véga pour différents filtres (source : Frei & Gunn 1995) :

$$V = V(AB) + 0.044 (\pm 0.004)$$

$$B = B(AB) + 0.163 (\pm 0.004)$$

$$R = R(AB) - 0.055 (\pm \text{INDEF})$$

$$I = I(AB) - 0.309 (\pm \text{INDEF})$$

$$g = g(AB) + 0.013 (\pm 0.002)$$

$$\begin{aligned} r &= r(\text{AB}) + 0.226 (\pm 0.003) \\ i &= i(\text{AB}) + 0.296 (\pm 0.005) \end{aligned}$$

A.3 Conversion magnitude (AB) en flux en mJy

Les flux MIPS que j'utilise sont en mJy, ce qui m'amène à convertir l'Eq. A.3 de la manière suivante :

$$\begin{aligned} 1 \text{ ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Hz}^{-1} &= \frac{10^{-7} \text{ J.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}}{(10^{-2} \text{ m})^2} \\ &= 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1} \\ &= 10^{-3} \times 10^{26} \text{ Jy} \\ &= 10^{26} \text{ mJy avec } 1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{mag}_{AB} &= -2.5 \times \log_{10}(10^{-26} \text{ mJy}) - 48.60 \\ &= +2.5 \times 26 - 2.5 \times \log_{10}(\text{mJy}) - 48.60 \\ &= -2.5 \times \log_{10}(\text{mJy}) + 65 - 48.60 \end{aligned}$$

D'où finalement :

$$\text{mag}_{AB} = -2.5 \times \log_{10}(f_{\text{mJy}}) + 16.4 \quad (\text{A.4})$$

J'ai donc utilisé cette équation A.4 pour convertir les flux MIPS en magnitude.

A.4 Critère OFIR en système AB

J'ai décidé ici d'adopter le système AB dans mon travail et non le système Vega comme utilisé dans la relation de Dey et al. (2008). J'ai donc dû convertir la relation de Dey et al. (2008) en magnitude AB.

D'après le MIPS Data Handbook, j'ai les relations suivantes :

$$\begin{aligned} [24](Vega) &= -2.5 \times \log_{10} F_{24\mu\text{m}}(\text{mJy}) + 9.66 \\ [24](AB) &= -2.5 \times \log_{10} F_{24\mu\text{m}}(\text{mJy}) + 16.4 \end{aligned}$$

ce qui donne :

$$[24](Vega) - [24](AB) = 9.66 - 16.4 = -6.74$$

Le critère OFIR fait appel à la couleur $R-[24]$, d'où :

$$(R - [24])(Vega) = (R - [24])(AB) - 0.165 + 6.74 = (R - [24])(AB) + 6.575$$

Le critère OFIR devient alors : $(R - [24])(AB) > 7.4$.

ANNEXE B

Tables photométriques dans COSMOS

Filter Name	Central Wavelength (Å)	Filter Width (Å)	Seeing Range (arcsec)	Depth ^{a,b}	Saturation Magnitude ^b	Offset from Vega System ^c
<i>u</i>	3591.3	550	1.2–2.0	22.0	12.0	0.921
<i>u</i> [*]	3797.9	720	0.9	26.4	15.8	0.380
<i>B_J</i>	4459.7	897	0.4–0.9	27.3	18.7	–0.131
<i>g</i>	4723.1	1300	1.2–1.7	22.2	12.0	–0.117
<i>g</i> ⁺	4779.6	1265	0.7–2.1	27.0	18.2	–0.117
<i>V_J</i>	5483.8	946	0.5–1.6	26.6	18.7	–0.004
<i>r</i>	6213.0	1200	1.0–1.7	22.2	12.0	0.142
<i>r</i> ⁺	6295.1	1382	0.4–1.0	26.8	18.7	0.125
<i>i</i>	7522.5	1300	0.9–1.7	21.3	12.0	0.355
<i>i</i> ⁺	7640.8	1497	0.4–0.9	26.2	20.0 ^d	0.379
<i>i</i> [*]	7683.6	1380	0.94	24.0	16.0	0.380
F814W.....	8037.2	1862	0.12	24.9 ^e	18.7	0.414
NB816.....	8151.0	117	0.4–1.7	25.7	16.9	0.458
<i>z</i>	8855.0	1000	1–1.7	20.5	12.0	0.538
<i>z</i> ⁺	9036.9	856	0.5–1.1	25.2	18.7	0.547
<i>K_s</i>	21537.2	3120	1.3	21.6	10.0	1.852

^a This is 5σ in a $3''$ aperture for an isolated point source at the native seeing.

^b In AB magnitudes.

^c AB magnitude = Vega magnitude + offset. This offset does not include the color conversions to the Johnsons-Cousins system used by Landolt (1992).

^d Compact objects saturate at $i^+ < 21.8$ due to the exceptional seeing.

^e The sensitivity for photometry of an optimally extracted point source is 27.1; for optimal photometry of a $1''$ galaxy it is 26.1.

FIGURE B.1 – Tableau résumant la qualité et la profondeur des données du catalogue de Capak et al. (2007) du champ COSMOS.

Filter	Telescope	Effective λ	FWHM	s_f	% at $i^+ < 24.5$	% at $i^+ < 25$	% at $i^+ < 25.5$
u^*	CFHT	3911.0	538.0	0.054	89.3	85.2	77.2
B_J	Subaru	4439.6	806.7	-0.242	97.1	95.2	90.5
V_J	Subaru	5448.9	934.8	-0.094	99.3	98.2	94.2
g^+	Subaru	4728.3	1162.9	0.024	96.4	93.6	86.0
r^+	Subaru	6231.8	1348.8	0.003	99.6	99.5	98.4
i^+	Subaru	7629.1	1489.4	0.019	99.9	99.9	99.8
i^*	CFHT	7628.9	1460.0	-0.007	37.8	25.4	17.4
z^+	Subaru	9021.6	955.3	-0.037	99.8	97.9	83.8
J	UKIRT	12444.1	1558.0	0.124	65.4	49.1	35.7
K_S	NOAO	21434.8	3115.0	0.022	15.3	10.3	7.08
K	CFHT	21480.2	3250.0	-0.051	84.1	68.5	52.1
$IA427$	Subaru	4256.3	206.5	0.037	77.1	64.3	48.4
$IA464$	Subaru	4633.3	218.0	0.013	78.5	64.3	47.6
$IA484$	Subaru	4845.9	228.5	0.000	88.7	78.3	62.0
$IA505$	Subaru	5060.7	230.5	-0.002	84.0	70.0	52.0
$IA527$	Subaru	5258.9	242.0	0.026	93.2	84.6	68.7
$IA574$	Subaru	5762.1	271.5	0.078	92.5	80.0	60.6
$IA624$	Subaru	6230.0	300.5	0.002	97.4	90.2	72.2
$IA679$	Subaru	6778.8	336.0	-0.181	99.5	96.7	82.9
$IA709$	Subaru	7070.7	315.5	-0.024	99.8	97.7	83.5
$IA738$	Subaru	7358.7	323.5	0.017	99.5	94.2	73.6
$IA767$	Subaru	7681.2	364.0	0.041	99.6	93.5	72.0
$IA827$	Subaru	8240.9	343.5	-0.019	99.7	97.2	81.8
$NB711$	Subaru	7119.6	72.5	0.014	84.8	60.7	41.9
$NB816$	Subaru	8149.0	119.5	0.068	99.8	99.1	88.2
$IRAC1$	<i>Spitzer</i>	35262.5	7412.0	0.002	70.6	60.8	48.4
$IRAC2$	<i>Spitzer</i>	44606.7	10113.0	0.000	62.6	51.6	39.7
$IRAC3$	<i>Spitzer</i>	56764.4	13499.0	0.013	33.7	26.0	19.5
$IRAC4$	<i>Spitzer</i>	77030.1	28397.0	-0.171	15.7	11.3	8.1
FUV	<i>GALEX</i>	1551.3	230.8	0.314	8.5	5.8	4.0
NUV	<i>GALEX</i>	2306.5	789.1	-0.022	19.7	13.4	9.2

Note. ^a With our definition, s_f have the opposite sign to Table 13 of Capak et al. (2007).

FIGURE B.2 – Tableau résumant les caractéristiques du catalogue de Ilbert et al. (2009) du champ COSMOS avec la longueur d'onde effective, sa largeur et le décalage systématique à appliquer en magnitude. Sont également indiquées les fractions du nombre de sources détectées dans chaque bandes avec une erreur plus faible que 0.2 mag et pour des coupures en bande i^+ telles que $i^+ < 24.5$, 25 et 25.5.

ANNEXE C
Article

Dust-obscured star formation and the contribution of galaxies escaping UV/optical color selections at $z \sim 2$

L. Riguccini¹, E. Le Floch¹, O. Ilbert², H. Aussel¹, M. Salvato³, P. Capak⁴, H. McCracken⁵, J. Kartaltepe⁶, D. Sanders⁷, N. Scoville⁴

¹ Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot, IRFU/Service d'Astrophysique, Bât.709, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France (laurie.riguccini, emeric.lefloch@cea.fr)

² Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France

³ Max-Planck-Institute für Plasma Physics, Boltzmann Strasse 2, Garching 85748, Germany

⁴ California Institute of Technology, MC 105-24, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125, USA

⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre et Marie Curie, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France

⁶ National Optical Astronomy Observatory, 950 N. Cherry Ave., Tucson, AZ, 85719, USA

⁷ Institute for Astronomy, 2680 Woodlawn Dr., University of Hawaii, Honolulu, HI 96822, USA

Accepted for publication in Astronomy & Astrophysics, May 31, 2011

ABSTRACT

Context. A substantial fraction of the stellar mass growth across cosmic time occurred within dust-enshrouded environments. So far the identification of complete samples of distant star-forming galaxies from the short wavelength range has thus been strongly biased by the effect of dust extinction. Yet, the exact amount of star-forming activity that took place in high-redshift dusty galaxies currently missed by optical surveys has been barely explored.

Aims. Our goal is to determine the fraction of luminous star-forming galaxies at $1.5 \lesssim z \lesssim 3$ potentially missed by the traditional color selection techniques because of dust extinction. We also aim at quantifying the contribution of these sources to the IR luminosity and cosmic star formation density at high redshift.

Methods. We base our work on a sample of $24\mu\text{m}$ sources brighter than $80\mu\text{Jy}$ and taken from the *Spitzer* survey of the COSMOS field. Almost all of these sources have accurate photometric redshifts. We apply to this mid-IR selected sample the BzK and BM/BX criteria as well as the selections of the “*IRAC peakers*” and the “*Optically-Faint IR-bright*” galaxies, and we analyze the fraction of sources identified with these techniques. We also computed $8\mu\text{m}$ rest-frame luminosity from the $24\mu\text{m}$ fluxes of our sources, and considering the relationships between $L_{8\mu\text{m}}$ and $L_{P\alpha}$ and between $L_{8\mu\text{m}}$ and L_{IR} we derived ρ_{IR} and then ρ_{SFR} for our MIPS sources.

Results. The BzK criterion offers an almost complete ($\sim 90\%$) identification of the $24\mu\text{m}$ sources at $1.4 < z < 2.5$. On the contrary, the BM/BX criterion miss 50% of the MIPS sources. We attribute this bias to the effect of extinction which reddens the typical colors of galaxies. The contribution of these two selections to the IR luminosity density produced by all the sources brighter than $80\mu\text{Jy}$ are from the same order. Moreover the criterion based on the presence of a stellar bump in their spectra (“*IRAC peakers*”) miss up to 40% of the IR luminosity density while only 25% of the IR luminosity density at $z \sim 2$ is produced by “*Optically-Faint IR-bright*” galaxies characterized by extreme mid-IR to optical flux ratios.

Conclusions. Color selections of distant star-forming galaxies must be used with lots of care given the substantial bias they can suffer. In particular, the effect of dust extinction strongly impacts the completeness of identifications at the bright end of the bolometric luminosity function, which implies large and uncertain extrapolations to account for the contribution of dusty galaxies missed by these selections. In the context of forthcoming facilities that will operate at long wavelengths (e.g., *JWST*, ALMA, SAFARI, EVLA, SKA), this emphasizes the importance of minimizing the extinction biases when probing the activity of star formation in the early Universe.

Key words. Galaxies: high-redshift - Infrared: galaxies - Cosmology: observations

1. Introduction

It is well established that the peak of star-forming activity in the Universe and the bulk of stellar mass assembly in galaxies occurred at $1 < z < 3$ (e.g., Madau et al., 1996; Steidel et al., 1999; Dickinson et al., 2003; Hopkins & Beacom, 2006; Arnouts et al., 2007). However the role and the contribution of the different processes that governed this build-up of stellar mass are still open questions. Improving our physical understanding of the population

of star-forming galaxies that contributed to the growth of structures in the distant Universe thus remains a critical issue for modern extragalactic astrophysics.

To reach this goal, the broad variety of physical properties observed at high redshift usually implies the use of large and *complete* samples of galaxies mainly selected as a function of star formation rate (SFR) or stellar mass (see for instance Elbaz et al., 2007; Noeske et al., 2007; Ilbert et al., 2010). This requires systematic identifications of sources with spectroscopic or photometric redshifts (e.g., Wolf et al., 2003; Fontana et al., 2004; Glazebrook et al.,

Send offprint requests to: L. Riguccini

2004; Cimatti et al., 2008). However, the determination of reliable spectroscopic redshifts for such large samples of distant galaxies is time-consuming because of the difficulty to identify emission or absorption lines with high enough signal to noise. Flux limited optical selections are also dominated by populations of low-to-intermediate redshift sources and they result in statistically small numbers of distant objects, while the limited coverage of spectroscopic surveys makes them sensitive to the cosmic variance effect. Photometric redshifts, on the other hand, can suffer various systematics and contamination from catastrophic failures depending on the wavelength range and the number of bands they are based on, and their uncertainties can become significant in the case of distant galaxies.

To minimize these difficulties, various techniques based on single- or two-color criteria have been proposed to identify specific populations of galaxies in the early Universe. Among them the first and best-known example is probably the selection of Lyman Break Galaxies from the typical U_nGR colors of sources at $z \sim 3$ (Steidel et al., 2003). Similarly, other techniques have been implemented to select galaxies at more intermediate redshifts ($1.5 \lesssim z \lesssim 3$) based on optical and infrared (IR) broad-band photometry. They include for instance the BzK criterion (Daddi et al., 2004), the selection of BM/BX sources (Steidel et al., 2004; Adelberger et al., 2004) and *Distant Red Galaxies* (DRGs, Franx et al., 2003), the *Extremely Red Objects* (EROs, Thompson et al., 1999) or the identification of massive sources through the shape of their stellar bump signature in the rest-frame near-Infrared (Simpson & Eisenhardt, 1999; Sawicki, 2002; Huang et al., 2004). Each of these methods was designed to specifically isolate sub-populations of high-redshift galaxies based on a well-defined characteristic of their spectral energy distribution (e.g., the blue color of their UV continuum, the red color of their evolved stellar populations, signatures of star formation reddened by dust, ...). In this context they have been quite successfully used over the past 10 years and their high efficiency has dramatically revolutionized our understanding of galaxy formation in the early Universe.

The main advantage of these methods is their straight forward application which requires only a small number of observing bands. Conversely, their calibration over a restricted wavelength range also implies that they can hardly account for the global diversity of galaxy properties at high redshift, making perfidious the use of these techniques beyond the scope for which they were originally defined. In particular it is known that observations at rest-frame UV/optical wavelengths can be strongly affected by extinction. These techniques could thus suffer from biases due to the effect of dust, especially at the bright end of the bolometric luminosity function of star-forming galaxies where the contribution of dust-enshrouded star formation becomes dominant. Indeed, observations of the deep Universe taken with the *Spitzer Space Telescope* revealed the existence of a high-redshift population of dusty luminous sources yet almost invisible at shorter wavelengths and thus escaping the traditional UV/optical selections (Houck et al., 2005; Dey et al., 2008). What is the fraction of star formation density produced at high redshift by these highly obscured sources? To what extent do galaxies currently missed by the standard color selection techniques contribute to the growth of stellar mass?

Over the last decades, observations in the Mid- and Far-Infrared as well as at sub-millimeter wavelengths enabled the identification of a large number of luminous and dusty galaxies¹ throughout cosmic history and up to very large cosmological distances (e.g., Smail et al., 1997; Hughes et al., 1998; Aussel et al., 1999; Chary & Elbaz, 2001; Blain et al., 2002; Le Floch et al., 2004; Marleau et al., 2004; Coppin et al., 2008; Capak et al., 2011). Detailed studies of these sources using multi-wavelength photometric and spectroscopic surveys have revealed that the bulk of their infrared luminosity originates from intense episodes of massive star formation, while they can also host powerful active nuclei triggered by nuclear accretion onto their central black holes (e.g., Yan et al., 2005; Pope et al., 2008; Menéndez-Delmestre et al., 2009; Hainline et al., 2009; Desai et al., 2009; Fadda et al., 2010). Although they have become rare objects at present day, these LIRGs and ULIRGs were quite numerous in the past history of the Universe, dominating the comoving infrared energy density beyond $z \sim 0.5$ and making up to 70% of star-forming activity at $z \sim 1$ (Le Floch et al., 2005). At higher redshift their contribution could be even larger (Caputi et al., 2007; Rodighiero et al., 2010), although the lack of sensitivity of mid-IR and far-IR experiments has prevented reaching definitive conclusions on this issue. In fact the respective contributions of dust-obscured and unobscured star formation to the growth of structures has been a long debate for more than 10 years (e.g. Adelberger & Steidel, 2000). Whereas a general consensus recognizes that dusty and luminous star-forming galaxies played a critical role in driving massive galaxy evolution, it is also clear that at the peak of galaxy formation the faint-end slope of the UV luminosity function was much steeper than observed in the local Universe, implying a larger contribution of faint galaxies to the cosmic star formation density (Reddy et al., 2008). Unfortunately, far-IR observations have not enabled the direct probe of these faint high-redshift galaxies yet, while the characterization of luminous star-forming galaxies solely based on UV observations requires large extrapolations due to dust extinction. So far it has been therefore difficult to reach consistent pictures from deep surveys performed at UV and far-IR wavelengths.

The goal of this paper is to address the fraction of luminous high-redshift galaxies that may be missed by the different color selection techniques commonly used to identify distant sources, and to quantify the impact of this bias by estimating the contribution of these objects to the IR luminosity and cosmic star formation density at $1.5 \lesssim z \lesssim 3$. We carried out this work using the deep $24\mu\text{m}$ observations ($F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$) of the COSMOS field (Scoville et al., 2007b) obtained with the MIPS instrument (Rieke et al., 2004) on-board the *Spitzer Space Telescope*. Among all facilities allowing the probe of dusty galaxies in the distant Universe (i.e. SCUBA, AzTEC, LABOCA, MIPS 70 and $160\mu\text{m}$, ...), MIPS $24\mu\text{m}$ observations provide one of the deepest sensitivity limits currently reachable up to $z \sim 2-3$. Furthermore the deep optical/near-IR imaging as well as the high-quality photometric redshifts obtained in the COSMOS field (Ilbert et al., 2009) enabled a detailed characterization of the redshift distribution associated to

¹ These sources are referred as Luminous Infrared Galaxies (LIRGs: $10^{11} L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12} L_{\odot}$ with $L_{IR} = L_{8-1000\mu\text{m}}$) and Ultra-Luminous Infrared Galaxies (ULIRGs: $L_{IR} > 10^{12} L_{\odot}$).

the whole sample of $24\mu\text{m}$ sources up to $z \sim 3$ (Le Floch et al., 2009), hence providing a complete and unbiased view of the population of dusty high-redshift sources selected at $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{ mJy}$. Taking advantage of the large coverage of COSMOS to minimize the effect of cosmic variance, we applied the color criteria associated to four different selections of distant galaxies (*BzK* & BM/BX sources, “*IRAC peakers*” and “*Optically-Faint IR-bright*” (OFIR) objects), and we quantified the amount of high-redshift $24\mu\text{m}$ sources missed by each of these techniques. Our data are described in Sect. 2, the criteria that we explored are presented in Sect. 3 and the corresponding sub-selections that we obtained based on the MIPS-detected COSMOS population are discussed in Sect. 4. In Sect. 5 we present the rest-frame $8\mu\text{m}$ luminosity function (LF) of the complete high-redshift MIPS sample as well as the contribution of the sub-populations of galaxies respectively identified with the color selection techniques mentioned earlier. Our results are discussed in Sect. 6 and we finally present our conclusions in Sect. 7. Throughout this paper we assume a ΛCDM cosmology with $H_0 = 70\text{ km s}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\lambda = 0.7$. Magnitudes are given in the AB system and the conversions between luminosities and Star Formation Rates are computed assuming the Initial Mass Function from Salpeter (1955).

2. The Data

The sample of luminous star-forming galaxies used in this work was selected from the deep *Spitzer*/MIPS observations of the 2 deg^2 COSMOS field (Sanders et al., 2007) and it is based on the $24\mu\text{m}$ source catalog obtained by Le Floch et al. (2009). COSMOS is the largest contiguous imaging survey ever undertaken with the HST (Scoville et al., 2007a) to a depth of $i^+ = 28.0$ [AB] (5σ on an optimally extracted point source; Capak et al., 2007). The COSMOS field is located near the celestial equator to ensure visibility by all ground and spaced-based astronomical facilities. It is devoid of bright X-ray, UV, and radio foreground sources, and compared to other equatorial fields the Galactic extinction is remarkably low and uniform ($\langle E_{(B-V)} \rangle \simeq 0.02$). Extensive multi-wavelength follow-ups with ground-based and spaced-based facilities have also been achieved with high-sensitivity imaging and spectroscopy spanning the entire spectrum from the X-ray to the radio (Hasinger et al., 2007; Schinnerer et al., 2007; Lilly et al., 2007; Elvis et al., 2009). In particular, deep UV-to- $8\mu\text{m}$ photometry was obtained over 30 different bands using narrow, medium and broad-band filters (e.g., Taniguchi et al., 2007; Capak et al., 2007), while far-IR and submillimeter/millimeter observations were performed with various instruments such as MIPS on-board *Spitzer* (Sanders et al., 2007), PACS and SPIRE on-board *Herschel* (Lutz et al. submitted, Oliver et al. in prep.), SCUBA-2, AzTEC, MAMBO and BOLOCAM (e.g., Bertoldi et al., 2007; Austermann et al., 2009).

While the $24\mu\text{m}$ source catalog of COSMOS covers a total area of 2 deg^2 , we restricted our sample to the field outside the regions contaminated by very bright or saturated objects and where the photometry is less accurate. We also applied a conservative flux cut of $80\mu\text{Jy}$, corresponding to a completeness of $\sim 90\%$ in the source extraction performed by Le Floch et al. (2009). This led to a sample of

29 395 sources detected at $24\mu\text{m}$ over an effective surface of 1.68 deg^2 .

The counterparts of the MIPS-selected detections were identified following the same procedure as the one described by Le Floch et al. (2009). Given the much higher density of sources detected at optical wavelengths in COSMOS (Capak et al., 2007) compared to those detected with MIPS, a direct cross-correlation between the $24\mu\text{m}$ -selected catalog and the optical observations could lead to a large number of spurious associations with optically-detected galaxies randomly aligned close to the line of sight of the MIPS sources. Hence, we first cross-correlated the $24\mu\text{m}$ data with the COSMOS K_s -band catalogue of McCracken et al. (2010) to minimize the risk of wrong associations. The density of sources in this catalogue is substantially smaller than at optical wavelengths, while it is deep enough (5σ for $K_s = 23.7$) to allow the identification of near-IR counterparts for most of the $24\mu\text{m}$ detections in COSMOS (e.g., Le Floch et al., 2009). Also, the K_s -band observations were carried out under very good seeing conditions ($\sim 0.7''$ at $2.2\mu\text{m}$), leading to a PSF much narrower than obtained in the other near-IR images of COSMOS (e.g., IRAC- $3.6\mu\text{m}$) and allowing more robust identifications in the case of blended sources. Our correlation between the $24\mu\text{m}$ and K_s -band data was performed with a matching radius of $2''$. Given the width of the $24\mu\text{m}$ PSF (FWHM $\sim 6''$), this radius allowed us to identify most of the $24\mu\text{m}$ sources while also minimizing the number of multiple matches. Similar to the results obtained by Le Floch et al. (2009), only 765 sources from the initial sample of 29 395 mid-IR objects could not be matched in the near-IR, while up to 84% sources from the MIPS catalogue were identified with a clean and single K_s -band counterpart. For the rest of the sample (13%), two possible matches were found within the matching distance. For those cases we decided to keep the closest counterpart, as for most of them ($\sim 60\%$) the centroid was at least twice closer to the $24\mu\text{m}$ source than the second possible match.

In a second step we correlated the list of these K_s -band identifications with a recently-updated version of the i^+ -band selected catalogue of photometric redshifts from Ilbert et al. (2009) using a matching radius of $1''$. Given the depth of the COSMOS i^+ -band data (e.g., Capak et al., 2007) at the end 1306 MIPS sources could not be matched at optical wavelengths, leading to the identification of optical counterparts and redshift determination for more than 95% of the initial $24\mu\text{m}$ -selected sources. As part of this second cross-correlation, double optical matches were obtained for only $\sim 1\%$ of the K_s -band counterparts, underlying the robustness of our identification at these short wavelengths. For these few cases we kept again the closest possible optical association. The catalog of Ilbert et al. (2009) includes the band-merged COSMOS photometry published by Capak et al. (2007), McCracken et al. (2010) and Ilbert et al. (2010) from the U -band to the IRAC $8\mu\text{m}$. Our cross-correlation thus yielded direct determination of optical/near-IR broad-band magnitudes for all selected galaxies. In particular, we considered the photometry in the u^* , B_J , V_J , r^+ , i^+ and z^+ bands², where the 5σ magnitude limit reaches respectively 26.5, 26.6, 26.5, 26.6, 26.1 and 25.1 (Capak et al., 2007). Finally, Ilbert et al.

² In this work we also applied to the COSMOS broad-band photometry the systematic offsets inferred by Ilbert et al. (2009) when computing their photometric redshifts (see their Table 1).

(2009) also provide the identification of sources detected with XMM over COSMOS (e.g., Brusa et al., 2010, 2007; Salvato et al., 2009), which allowed us to systematically exclude the X-ray detected AGNs from our final sample down to a flux limited $S_{0.5-2keV} = 5 \times 10^{-16}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (less than 4%).

3. Photometric selection techniques

3.1. Optical and NIR color selections

3.1.1. The BzK selection

Based on deep photometry obtained with B -band, z -band and K -band filters, Daddi et al. (2004) proposed a criterion to select star-forming galaxies in the redshift range of $1.4 < z < 2.5$: $BzK \equiv (z-K)_{AB} - (B-z)_{AB} > -0.2$. In the plane defined by $z-K$ as a function of $B-z$ (hereafter the BzK diagram), the extinction vector obtained for the attenuation law of Calzetti et al. (2000) is parallel to the line characterized by $BzK = -0.2$ at $1.5 < z < 2.5$. Therefore this criterion presents the strength of being mostly independent of dust obscuration.

The B -band, z -band and K -band photometry used by Daddi et al. (2004) was based on the Bessel- B and K_s filters available at the VLT as well as on the F850LP z -band filter of HST. On the other hand, our COSMOS photometry was determined through B_J and z^+ -band observations obtained at the Subaru Telescope and K_s -band data taken at CFHT (Capak et al., 2007; McCracken et al., 2010). In order to adapt the original BzK criterion to the COSMOS data, we thus determined the evolution of the BzK variable through the COSMOS filters as a function of redshift and with a set of star-forming galaxy templates similar to the library of SEDs used by Ilbert et al. (2009) for their catalog of photometric redshifts in COSMOS, and we compared this BzK variable to the BzK_o color initially defined by Daddi et al. (2004). The star-forming SEDs used by Ilbert et al. (2009) were generated with the stellar population synthesis model of Bruzual & Charlot (2003) assuming exponentially-declining star formation histories and starburst ages between 0.03 and 3 Gyr. In the redshift range of $1.4 < z < 2.5$ we found $BzK - BzK_o = 0.1$ mag with a very small dispersion driven by the choice of SED template. To apply the BzK selection technique to the COSMOS survey we thus added a systematic offset of +0.1 mag to the initial criterion proposed by Daddi et al. (2004), leading to the identification of star-forming BzK galaxies with the following color:

$$BzK \geq -0.1 \quad (1)$$

3.1.2. The BM/BX criteria

Another widely-used selection of distant star-forming sources was proposed by Steidel et al. (2004) and Adelberger et al. (2004) using UV/optical broad-band color selection techniques. Based on photometry obtained in the U_n , G and R bands and using the associated $U_n - G$ and $G - R$ colors, they defined two criteria referred as the “BM” and “BX” selections to identify galaxies at $1.4 \leq z \leq 2.1$ and $1.9 \leq z \leq 2.7$ respectively.

At the wavelengths where these two selection techniques can be applied, the COSMOS observations were carried out

at the CFHT and at the Subaru Telescope with the u^* , g^+ and r^+ filters (Capak et al., 2007), which differ substantially from the filters used by Steidel et al. (2004). As a result we were not able to adapt the initial BM/BX selection to the COSMOS photometry by applying simple terms of color corrections and/or systematic offsets to our data. Following the approach proposed by Grazian et al. (2007) we considered a slightly modified version of the BM/BX criterion using the $u^* - V_J$ and $V_J - i^+$ colors instead of the colors initially used by Adelberger et al. (2004). To determine the most appropriate color cuts for our $u^*V_Ji^+$ diagram, we computed the evolution of color tracks followed by star-forming galaxies as a function of redshift, in a way very similar to that employed by Adelberger et al. (2004) so as to ensure a selection of star-forming sources as close as possible to the original criterion. We used the spectral energy distributions of two starburst galaxies among the list of galaxy templates considered by Ilbert et al. (2009) for their analysis of the COSMOS photometric redshifts. These two SEDs were chosen as being the most representative templates of galaxies beyond $z \sim 1$ according to the SED fitting inferred by Ilbert et al. (2009). These two templates correspond to starburst models taken from (Bruzual & Charlot 2003, hereafter BC03) to which emission lines has been added to have a better understanding of the COSMOS colors (for more details see Ilbert et al. 2009). Following Adelberger et al. (2004), we also took into account the effect of extinction by reddening each template up to $E(B - V) = 0.2$ assuming the attenuation curve of Calzetti et al. (2000).

The exact determination of our new selection is illustrated on Fig 1. First we defined the lower and upper limits of our criterion on the $u^* - V_J$ color using the location of the galaxy tracks at respectively $z = 1.5$ and $z = 2.8$:

$$\begin{aligned} u^* - V_J &> 0.52(V_J - i^+) - 0.1 \\ u^* - V_J &< 2.5(V_J - i^+) + 1.0 \end{aligned} \quad (2)$$

Second, we used a lower limit of -0.25 for the $V_J - i^+$ color. It is similar to the cut chosen by Grazian et al. (2007), although we note that its effect is negligible since very few sources are bluer than this limit. Finally, we imposed an upper limit on this second color so as to allow the selection of sources corresponding to the reddest templates of our diagram ($E(B - V) = 0.2$ mag):

$$u^* - V_J < -12.5(V_J - i^+) + 9.0 \quad (3)$$

Similar to what had been noticed by Adelberger et al. (2004), the galaxy tracks illustrated in Fig 1 reveal an important degeneracy between the colors of low-redshift galaxies and more distant sources affected by dust extinction. The $V_J - i^+$ upper limit that we adopted corresponds to the compromise of allowing the selection of dusty galaxies while minimizing the contamination of sources at $z < 1$. As we will see later in this Section, this will have strong impact on the selection of luminous and dusty star-forming objects with $E(B - V) > 0.2$ using the BM/BX technique. We kept however a strict cut at $E(B - V) = 0.2$ not to alter the original BM/BX criterion proposed by Adelberger et al. (2004).

To verify the robustness of our new color selection we overplotted in Fig 1 the observed colors of the i^+ -band selected COSMOS galaxies with the aforementioned redshift

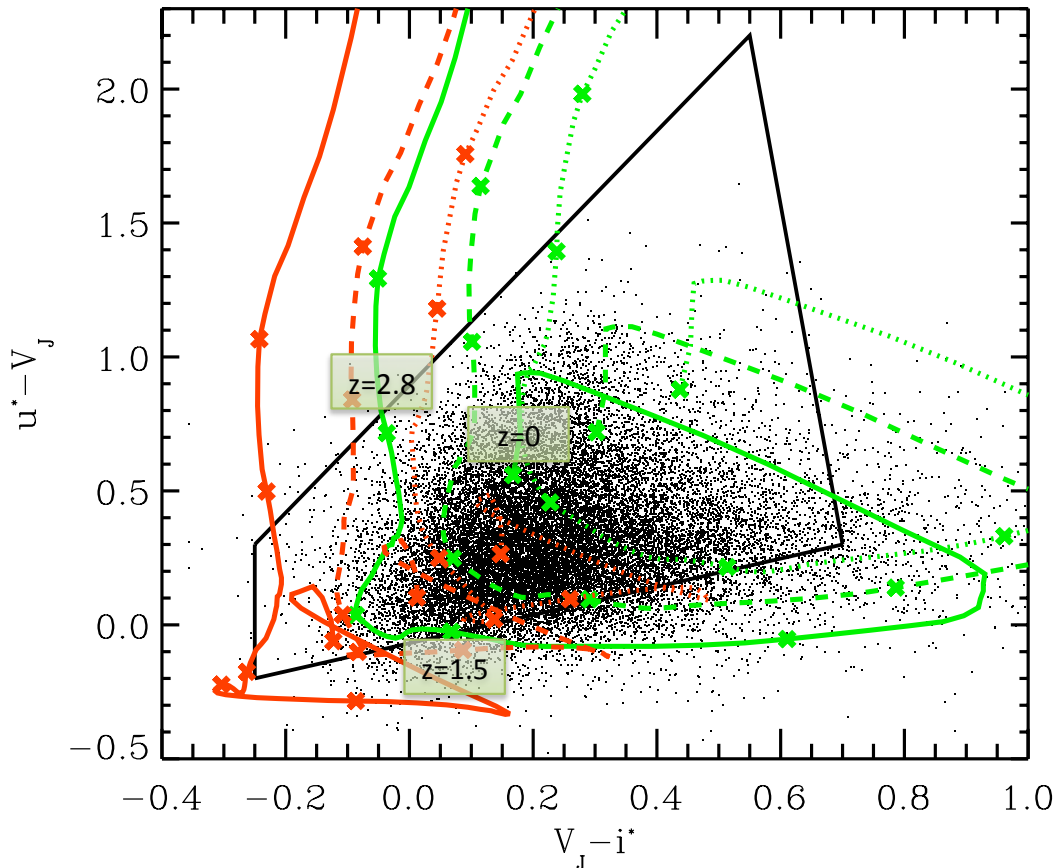


Fig. 1. Selection of galaxies at $1.5 < z < 2.8$ based on $u^* - V_J$ and $V_J - i^+$ colors. The galaxy tracks represented by the green and red solid curves correspond to the colors predicted as a function of redshift for two typical star-forming galaxy templates used by Ilbert et al. (2009) for their determination of photometric redshifts in COSMOS. The dashed and dotted lines show the effect of dust extinction produced by respectively $E(B - V) = 0.1$ and 0.2 assuming the law of Calzetti et al. (2000). The cross symbols along the tracks correspond to $z = 0, 1, 1.5, 2, 2.8$ and 3 . The black solid lines show the limits of our modified BM/BX criterion. The distribution of the optically-selected COSMOS galaxies at $1.5 < z < 2.8$ (black dots, limited for clarity to sources with $i^+ < 25$ and photometric uncertainties smaller than 0.1 mag in u^* , V_J and i^+) illustrates the high reliability of our color selection.

cut of $z > 1.5$ (Capak et al., 2007; Ilbert et al., 2009). For clarity, only sources with $i^+ < 25$ are shown, so as to minimize the dispersion coming from photometric uncertainties. As expected from the SED tracks, we see that our criterion is globally well suited to the identification of optically-selected star-forming galaxies at $1.5 < z < 2.8$. Out of the 28 141 i^+ -band sources located in this redshift range and selected at $i^+ < 25$ from the photometric redshift catalog of Ilbert et al. (2009), 24 826 sources (i.e., 88%) satisfy our modified BM/BX selection. Among the remaining objects that escape the selection, some are substantially affected by dust extinction and their optical colors are thus redder than allowed by the criterion, while some others are characterized by photometric uncertainties moving them just outside of our BM/BX selection box. Most of them, however, correspond to blue sources with photometric redshifts just above $z = 1.5$. Therefore the small incompleteness of our criterion mostly reflects the color degeneracy that appears at this redshift because of SED variations and dust extinction, as well as uncertainties affecting our photometric redshifts in the COSMOS field. Relaxing our lower limit on the $u^* - V_J$

to reduce this incompleteness of 12% would inevitably increase the fraction of contaminants from sources at $z < 1.5$.

3.1.3. Distant “stellar bump dominated” galaxies

After the successful launch of the *Spitzer Space Telescope*, the advent of deep surveys carried out with the IRAC instrument enabled a new approach for identifying distant star-forming galaxies, based on the rest-frame $1.6\mu\text{m}$ bump produced by the H^- opacity minimum in the atmospheres of cool stars (Simpson & Eisenhardt, 1999; Sawicki, 2002). At $1.5 < z < 3$ the signature of this stellar bump is shifted between 3 and $9\mu\text{m}$ and it reveals itself through specific colors across the IRAC bands. It allows the identification of distant galaxies in a way that is less subject to extinction compared to the optically-based selections discussed earlier.

Several selection techniques have been explored to apply this method to large galaxy samples. They involve either a direct fit of the IRAC fluxes with stellar templates (e.g., Sorba & Sawicki, 2010), the use of two-color criteria (e.g., Papovich, 2008; Huang et al., 2004, 2009) or the simple

identification of the SED peak across the 4 IRAC channels (e.g., Lonsdale et al., 2009). For our current analysis we considered the selection introduced by Huang et al. (2004). It is based on the color cuts $0.05 < [3.6] - [4.5] < 0.4$ and $-0.7 < [3.6] - [8.0] < 0.5$, where $[3.6]$ denotes the AB magnitude in the $3.6\mu\text{m}$ band (and likewise for the 4.5 and $8.0\mu\text{m}$ bands). Extensive follow-up have confirmed the reliability of this criterion for selecting galaxies at $1.5 < z < 3$ (Huang et al., 2009; Desai et al., 2009). These sources will be referred as the IRAC Peakers hereafter.

3.2. Selection of Optically Faint IR-bright sources at $z \sim 2$

While the selection techniques discussed in the previous section pertain by definition to sources primarily identified at optical and near-IR wavelengths, observations undertaken in the thermal infrared and the submillimeter have revealed a large number of luminous galaxies associated with optical counterparts much fainter than the typical magnitude limits considered in the surveys of the distant Universe carried out in the visible ($I \sim 25$ mag AB, e.g., Hughes et al., 1998; Houck et al., 2005; Yan et al., 2005). Given the extreme IR-to-optical colors that result from these faint magnitudes at visible wavelengths, various criteria based on the mid-IR/optical flux ratio have thus been proposed for selecting dusty star-forming sources at $z > 1$. However the relevance of the galaxy sub-samples selected with this approach and their contribution with respect to the global population of high redshift sources has barely been explored so far. Here we describe the selection technique that was proposed by Dey et al. (2008), based on the ratio between the $24\mu\text{m}$ and the optical R -band flux densities. Using the *Spitzer* observations of the Bootes Field and the NOAO Deep Wide-Field Survey (NDWFS) they analyzed the population of $24\mu\text{m}$ sources brighter than 0.3 mJy (i.e., the depth of the MIPS imaging in Bootes) and they defined a selection of dust-enshrouded high redshift sources³ with the following criterion:

$$R - [24] \geq 7.4 \text{ mag (AB)} \quad (4)$$

where $[24]$ refers to the AB magnitude measured in the MIPS- $24\mu\text{m}$ band⁴. Using spectroscopic follow-up performed with the IRS spectrograph on-board *Spitzer* and with the LRIS/DEIMOS instruments at the *Keck* telescopes, they have shown that their technique provides a reliable selection of dusty luminous galaxies at $1.5 < z < 3$, with a small fraction of contaminants from lower redshifts.

4. Application to the $24\mu\text{m}$ selected galaxy populations in COSMOS

4.1. The optical/near-IR selections applied to the $24\mu\text{m}$ galaxy population: associated redshift distributions

To quantify how the UV/optical selections of distant sources suffer from biases and incompleteness due to dust extinction, we applied the various criteria previously discussed to the MIPS- $24\mu\text{m}$ sample described in Sect. 2. We

³ referred as ‘‘Dust-Obscured Galaxies’’ in their selection at $F_{24\mu\text{m}} > 0.3$ mJy.

⁴ The relation given by Dey et al. (2008) uses the Vega system and it was converted following the MIPS Data Handbook: $[24](Vega) = -2.5 \times \log_{10} \frac{f_{24\mu\text{m}}(Jy)}{7.14}$.

then analyzed the relative weight of the different sub-samples of $24\mu\text{m}$ sources identified with the BzK , BM/BX and IRAC peaker selections with respect to the whole population of $24\mu\text{m}$ -selected galaxies.

Our results are illustrated in the different panels of Fig. 2. On one hand, Fig. 2a shows the redshift distributions associated with our three UV/optical selections and compared to the redshift distribution obtained for the entire $24\mu\text{m}$ source population in COSMOS. On the other hand, Figs. 2b, 2c & 2d represent the corresponding color diagrams along with the distribution of the $24\mu\text{m}$ sources independently identified in the redshift range associated to each selection ($1.4 < z < 2.5$ for the BzK selection, $1.4 < z < 2.8$ for our modified BM/BX criterion, and $1.5 < z < 3$ for the IRAC peakers) using our redshift identifications from the catalog of Ilbert et al. (2009). The uncertainties characterizing the photometric redshifts of the $24\mu\text{m}$ galaxy population in COSMOS have been thoroughly discussed by Le Floch et al. (2009) and Ilbert et al. (2009). Even at $1 < z < 3$ they are substantially smaller than the typical redshift range where the color selections operate ($1\sigma_z < 0.15$ up to $i_{AB}^+ < 25$ mag and $z < 3$), and therefore they should not affect our global conclusions. Not surprisingly we see that the distributions characterizing the BzK , BM/BX and IRAC peaker sub-samples globally cover the redshift range of $1 < z < 3$, as expected from the definition of their associated selections. Nonetheless, these distributions clearly show that some criteria present substantial biases. Hereafter we discuss in more details the redshift properties characterizing each individual sub-sample.

- *BzK galaxies*: Out of the 7227 MIPS sources lying in the redshift range $1.4 < z < 2.5$, we found that 6623 objects satisfy the BzK criterion. This represents a fraction of 92% of the whole MIPS population at these redshifts, implying that the BzK selection is particularly efficient and weakly affected by the effect of dust obscuration. This high efficiency can be explained by the fact that in the BzK diagram the extinction vector evolves parallel to the line defining the BzK criterion for star-forming galaxies ($Bzk = -0.1$), hence allowing the selection of deeply obscured sources provided they are detected in the K -band. Furthermore, the redshift distribution (Fig. 2a) reveals that the presence of contaminants at $z < 1.4$ is clearly negligible, while the BzK colors of the MIPS sources identified in the $1.4 < z < 2.5$ redshift range (based on photometric redshifts) but not selected as BzK sources are distributed very close below the threshold of $BzK = -0.1$ (see Fig. 2b). It shows that the small incompleteness of the BzK selection at $1.4 < z < 2.5$ could simply result from optical/near-IR photometric uncertainties spreading sources below the borderline of the criterion, as well as small uncertainties on the photometric redshifts of sources close to the redshift boundaries of the selection. As an interesting aside we also note that 84% of the MIPS sources with $2.5 < z < 3$ are still selected as BzK sources. It suggests that the BzK criterion could also be applied successfully at even higher redshift, at least for our sample of dusty luminous galaxies.

It is important to stress that the high success rate of identifications that we find with the BzK technique is largely due to the depth of the optical and near-IR observations available in the COSMOS field. A large

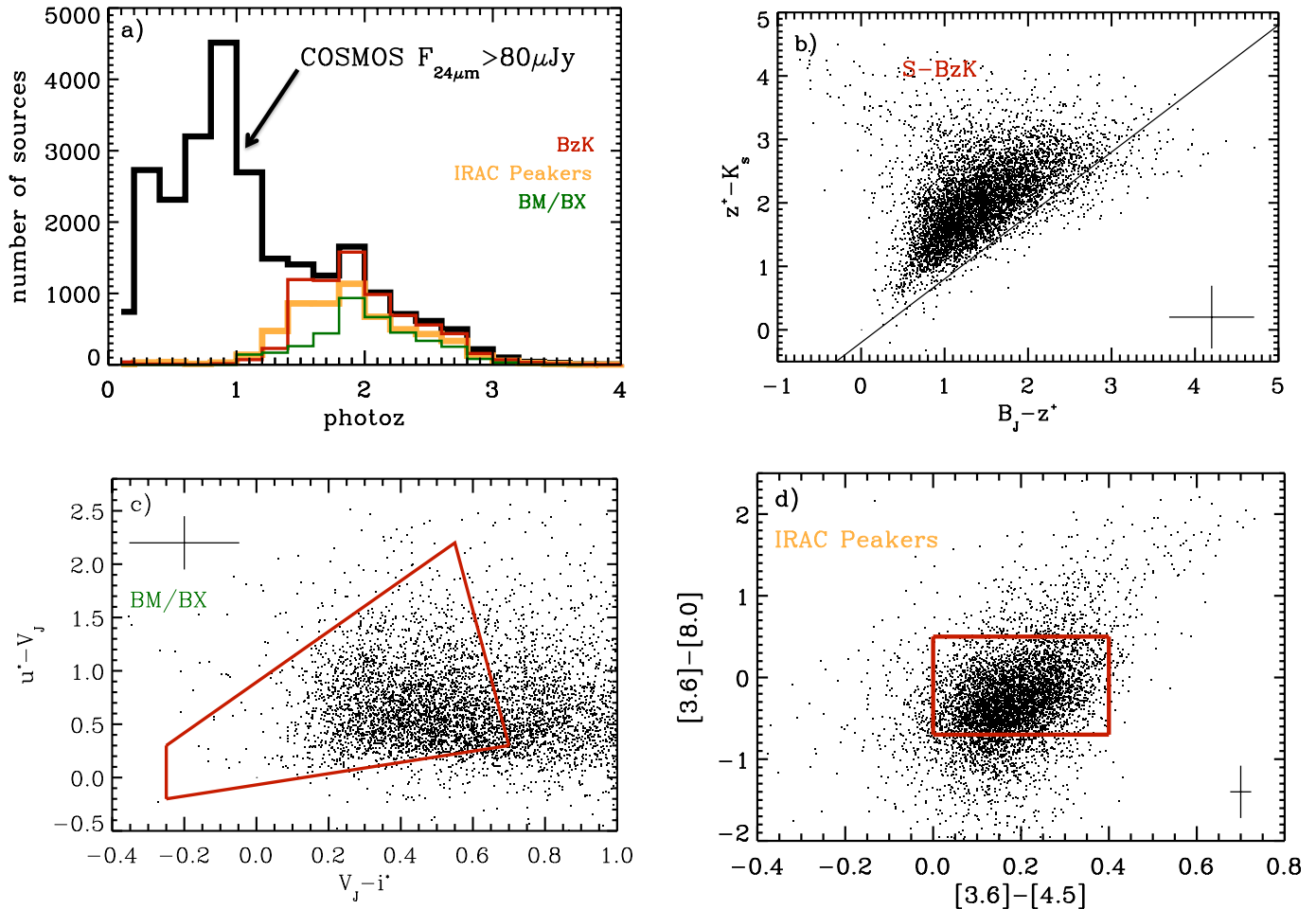


Fig. 2. (a) Redshift distributions of the MIPS galaxies identified with the *BzK* (red), BM/BX (green) and IRAC peaker (orange) selection techniques, compared to the distribution obtained for the whole sample of COSMOS sources with $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{mJy}$ (black solid histogram). (b) The *BzK* color distribution of the MIPS galaxies identified at $1.4 < z < 2.5$ with the COSMOS photometric redshifts. The *BzK* star-forming sources (S-*BzK*) are identified above the diagonal solid line. (c) Distribution of the $1.5 < z < 2.8$ MIPS galaxies in the $V_J - i^+$ versus $u^* - V_J$ color diagram. The area defined by the solid line corresponds to our modified BM/BX criterion (see Sect. 3.1.2). (d) IRAC colors of the MIPS sources located at $1.5 < z < 3$. The box illustrates the IRAC peaker selection criterion proposed by Huang et al. (2004). The typical uncertainties for each population are shown in the corners of the figures.

number of high redshift $24\mu\text{m}$ galaxies are indeed associated with faint optical/near-IR counterparts and the ratio of MIPS sources identified with the *BzK* selection would have been much lower if we had used shallower data at optical and near-IR wavelengths. As an example we restricted the COSMOS K_s -band sample to respectively $K_s = 22$, $K_s = 22.5$ and $K_s = 23$, and we found that with these additional cuts only 42%, 72% and 89% of the MIPS population at $1.4 < z < 2.5$ would have been identified with the *BzK* selection. Given the large contribution of dusty luminous galaxies to the cosmic star formation density at $z \sim 2$ (e.g., Caputi et al., 2007; Rodighiero et al., 2010) this clearly illustrates the critical need for deep near-IR observations when probing the star-forming high-redshift galaxy population with the *BzK* criterion.

Finally, we also recall that 4% of sources from the very first sample of $24\mu\text{m}$ detections extracted from the MIPS imaging of COSMOS (see Sect. 2) could not be

matched with the optical catalog of Ilbert et al. (2009). We then have no information on their colors and their redshift. Given their faintness at short wavelengths these galaxies most probably lie at $z > 1$. If they were all located at $1.4 < z < 2.5$ they would represent 15% of the whole population of $24\mu\text{m}$ sources identified in this redshift range. The fraction of MIPS sources selected as *BzK* galaxies would thus decrease from 92% down to $\sim 78\%$.

- *BM/BX sources*: The distribution shown in Fig 2a reveals that the BM/BX criterion enables the identification of dusty galaxies in the redshift range expected from the analysis that we presented in Sect. 3.2, but with a much lower efficiency than the *BzK* and the IRAC peaker selections. Out the 7459 MIPS sources with $1.5 < z < 2.8$, only 3754 (i.e., $\sim 50\%$) are indeed identified as BM/BX galaxies. To understand the origin of this bias we illustrate in Fig. 2c the distribution

of the $24\mu\text{m}$ sources at $1.5 < z < 2.8$ in the BM/BX diagram. It clearly shows that a large fraction of them is located outside of the BM/BX selection area that we defined earlier, because of much redder colors than observed on average in the optical sample selected at $1.5 < z < 2.8$. Over this redshift range, the comparison between the BM/BX properties of the MIPS sources and that of the COSMOS i^+ -band selected population displayed in Fig.1 is in fact particularly striking. According to the galaxy tracks represented in this figure, the MIPS sources located to the right hand side of the BM/BX selection box correspond either to galaxies with substantial extinction ($E(B - V) > 0.2$) or to lower redshift contaminants that we could have falsely identified with high-redshift objects. The later is however unlikely given the very low fraction of catastrophic failures among the photometric redshifts of the MIPS-selected population in COSMOS (Ilbert et al., 2009; Le Floch et al., 2009), as well as the excellent agreement that we just found between the BzK selection and the MIPS sample at $z \sim 2$. Therefore we conclude that the large fraction of $24\mu\text{m}$ sources missed by the BM/BX selection correspond to galaxies truly located at $1.5 < z < 2.8$ but strongly reddened by dust extinction. This is obviously not surprising since the *Spitzer* mid-IR observations naturally favor the selection of dusty objects. Yet it clearly reveals how the BM/BX criterion is biased toward the identification of UV-bright sources with no or little dust obscuration ($E(B - V) < 0.2$) and how this selection can thus miss a large amount of luminous dust-enshrouded galaxies in the distant Universe. In Sect.5 we will quantify in more details the impact of this bias on the bright end of the IR luminosity function of star-forming galaxies at $z \sim 2$.

- *IRAC peakers*: Among the 7755 MIPS sources located at $1.5 < z < 3$ a total of 4942 galaxies were selected as IRAC peakers. This corresponds to an average completeness of $\sim 64\%$ over this redshift range, showing that this criterion is also suited to distant galaxies but slightly less efficient than the BzK selection. This smaller efficiency must be due to other effects than dust extinction since the IRAC criterion is based on data taken at longer wavelengths. A possible explanation is that the color selection of IRAC peakers has been restricted to identify only the galaxies where the stellar bump is particularly pronounced, while dusty objects usually show a wider diversity of SEDs in the near-IR given the combined effect of stellar and hot dust emission. Besides, the COSMOS photometric uncertainties in the IRAC bands are typically larger than those obtained at shorter wavelengths (e.g., Ilbert et al., 2009). As we can see in Fig. 2d this may result in distributing galaxies at $1.5 < z < 3$ over a slightly wider range of IRAC colors while increasing the contamination from galaxies at lower redshifts. Indeed we note that the redshift distribution of the $24\mu\text{m}$ sources identified as IRAC peakers extends below $z \sim 1.5$ with 23% of the sub-sample being located at $1 < z < 1.5$. Finally, although bright X-ray AGNs were removed from our initial sample, we can not fully exclude a residual contamination from high-redshift obscured nuclei detected at $24\mu\text{m}$. Their SED is usually characterized by a rising featureless hot dust continuum, which can totally outshine the

stellar emission of the galaxy when the AGN is luminous enough (Brand et al., 2006; Menéndez-Delmestre et al., 2009; Desai et al., 2009). In this case their host exhibit much redder colors than those allowed by the “IRAC peaker” selection, which would contribute to lowering its efficiency. However, the AGN contribution to the whole population of IR galaxies and to the Cosmic Infrared Background is likely not larger than 15% (e.g., Jauzac et al., 2011). Hence, their possible contamination in our sample can not be the main explanation for the incompleteness of the IRAC peaker method.

4.2. Infrared-luminous sources with optically-faint counterparts at $z \sim 2$

In the analysis presented in the previous sub-section we have seen that a substantial fraction of the high-redshift mid-IR selected galaxies are strongly reddened by dust extinction, and their identification can thus be missed when purely relying on rest-frame UV color selection techniques. Conversely, the selection of distant sources characterized by a large excess of IR emission such as the Optically-Faint IR-bright (OFIR) objects will necessarily be biased *against* dust-free galaxies. To quantify this effect, we applied the optical/mid-IR criterion described in Sect. 3.2 to our MIPS galaxy sample using the r^+ -band observations of COSMOS and we extended this criterion down to $F_{24\mu\text{m}} = 0.08 \text{ mJy}$ in order to probe a larger range of mid-IR luminosities. In Fig. 3a we show the distribution of the $r^+ - [24]$ colors for the MIPS-selected sources as a function of redshift, which confirms that most of the Optically-Faint IR-bright galaxies satisfying the criterion of Dey et al. (2008) are indeed located at $1.5 < z < 3$. Figs. 3b & 3c illustrate the corresponding redshift distributions obtained for MIPS sources with respectively $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ and $F_{24\mu\text{m}} > 0.3 \text{ mJy}$, compared to the distribution of the full MIPS-selected sample in COSMOS. The Optically-Faint IR-bright sources only represent $\sim 30\%$ (2350 sources on the 7755 sources with $1.5 < z < 3$) of the population of MIPS galaxies selected with $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$ at $1.5 < z < 3$, but as we will see in the next section their contribution is rising with the mid-IR luminosity. Above a $24\mu\text{m}$ flux of 0.3 mJy their fraction reaches $\sim 60\%$ of the $24\mu\text{m}$ -selected population at $z \sim 2$.

The fact that the fraction of galaxies with $24\mu\text{m}$ to optical-band flux ratios satisfying Eq. 4 rises as a function of $24\mu\text{m}$ flux is not an artificial selection effect due to the relative depths of our MIPS and r^+ -band COSMOS observations. Even at the $24\mu\text{m}$ flux limit of 0.08 mJy the optical COSMOS data are deep enough to identify galaxies as red as the color threshold used in the criterion proposed by Dey et al. (2008). Also it implies that the 4% of the initial $24\mu\text{m}$ detections that we could not identify at optical and near-IR wavelengths (Sect.2) satisfy Eq. 4 independently of their mid-IR flux density. Since these extremely red colors are unlikely associated to galaxies at $z < 1$ (see Fig. 3a) the relative contribution of galaxies selected at $1.5 < z < 3$ with this criterion could reach $\sim 45\%$ at $F_{24\mu\text{m}} > 0.08 \text{ mJy}$.

As we already argued this selection of high-redshift galaxies based on extremely red mid-IR/optical colors is by construction biased toward dust-obscured sources with very faint optical luminosities. For example we found that 66% of these objects have $r^+ > 26 \text{ mag}$ while the r^+ -band magnitude distribution of the MIPS sources with

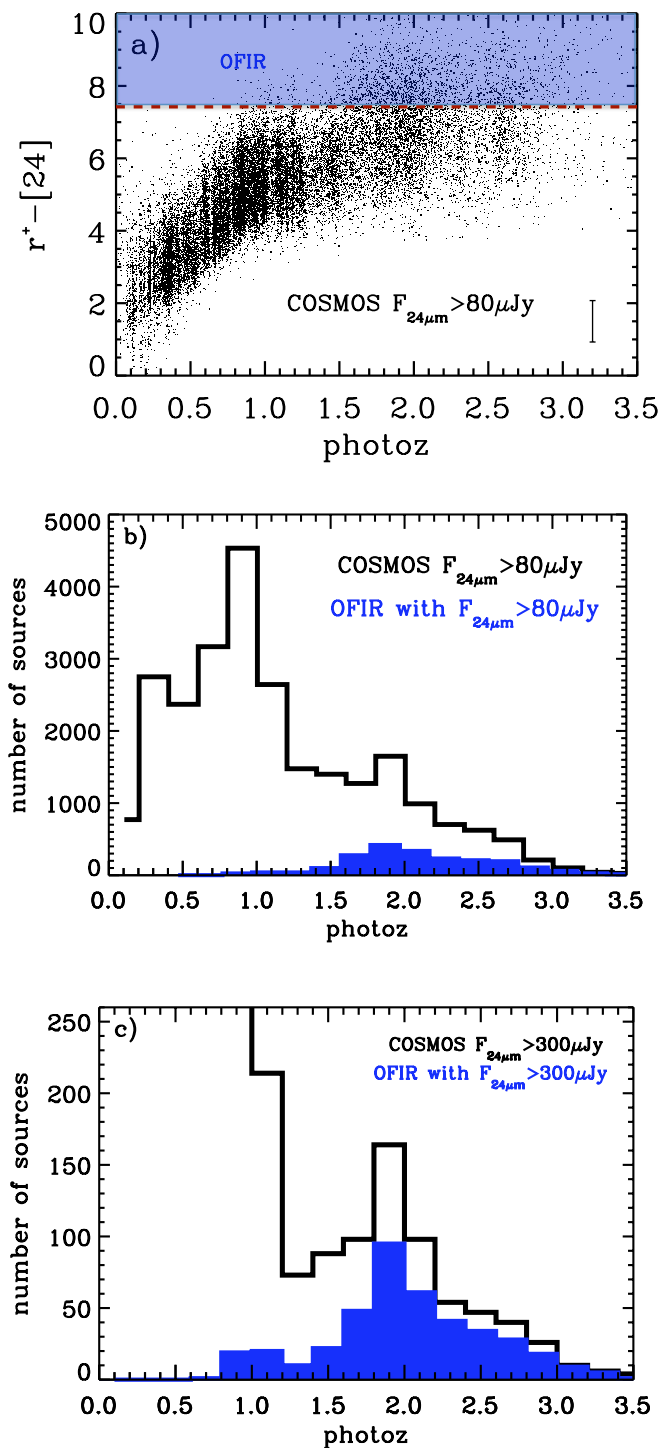


Fig. 3. (a) The $r^+ - [24]$ color distribution of the MIPS $24\mu m$ sources as a function of redshift in the COSMOS field. Galaxies selected as Optically-Faint IR-bright sources are characterized by $r^+ - [24]$ colors redder than the threshold indicated by the dashed line. This criterion effectively selects galaxies at $1.5 < z < 3$. The typical uncertainties on the $r^+ - [24]$ color have been calculated at $1.5 < z < 3$ and are shown on the right corner. (b) Redshift distribution of the Optically-Faint IR-bright galaxies with $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy (blue filled histogram) compared to the redshift distribution obtained for the full MIPS-selected galaxy population in COSMOS (black solid line). (c) Redshift distributions derived from the MIPS sample restricted to sources with $F_{24\mu m} > 0.3$ mJy (same colors definitions than (b)). The relative contribution of the OFIR galaxies at $1.5 < z < 3$ increases with mid-IR luminosities.

$1.5 < z < 2.8$ peaks at $r^+ \sim 25$ mag (only 21% of them have $r^+ > 26$ mag). Although they do not represent a dominant population in terms of source density, this nicely illustrates the contribution of luminous high-redshift star-forming galaxies that may be missed by optical surveys because of dust obscuration. In fact, 65% of the Optically-Faint IR-bright sources have an extinction of $E(B - V) \geq 0.4$ according to the optical SED fitting of Ilbert et al. (2009), while this percentage decreases to only 44% for the whole population of MIPS sources in the same redshift range. Furthermore, galaxies selected with this technique differ dramatically from those identified with the BM/BX selection, which we found to be strongly biased *against* dusty high-redshift galaxies. In Fig. 4 we compare in the BzK diagram the distribution of the Optically-Faint IR-bright sources with the distribution of galaxies selected with our modified BM/BX criterion. The overlap between the two sub-samples is relatively small as only 8% of the MIPS sources at $1.5 < z < 2.8$ satisfy the two selection criteria, and not surprisingly the Optically-Faint IR-bright objects are characterized by much redder colors than the BM/BX sources. Since the Optically Faint IR-bright galaxies and the BM/BX selected sources share very similar redshift distributions (compare Figs. 2a & 3b) and given the extinction vector at $z \sim 2$ in the BzK diagram (Fig. 4), the lack of overlap between these two populations is mostly due to the effect of dust extinction.

In Fig. 5 we illustrate in a more quantitative way how the Optically Faint IR-bright objects and the other selections overlap with each other. Since we found that the high efficiency of the BzK criterion is maintained up to $z \sim 3$ (at least when applied to our mid-IR sample, see Sect. 4.1), we compared our different selections over the largest possible redshift range (i.e., $1.5 < z < 2.8$) to minimize the statistical uncertainties. More than half of the population of Optically Faint IR-bright sources are also selected as IRAC Peakers indicating that an important part of the sources presenting extreme MIR color excess have an SED dominated by the stellar bump.

5. Galaxy $8\mu m$ luminosity function and Star Formation Rate Density at $z \sim 2$

In the two previous sections we described a number of color selection techniques that have been widely used for identifying star-forming galaxies at $1.5 < z < 3$, and we quantified their respective contribution to the total number density of MIPS-selected high-redshift sources in order to estimate the bias that these selections suffer because of dust extinction. We want to extend this analysis by measuring the mid-IR luminosity function of the different sub-samples of galaxies selected based on these techniques, so as to infer their contribution to the total IR luminosity density of the Universe and the cosmic star formation rate density observed at $z \sim 2$. Here we detail the methods used to obtain the $8\mu m$ rest-frame Luminosity Function (LF), the IR luminosity density and the Star Formation Rate (SFR).

5.1. $8\mu m$ luminosity function

The galaxy luminosity functions were all computed at rest-frame $8\mu m$. The redshift distributions of the sources selected with the techniques described earlier mostly peak at

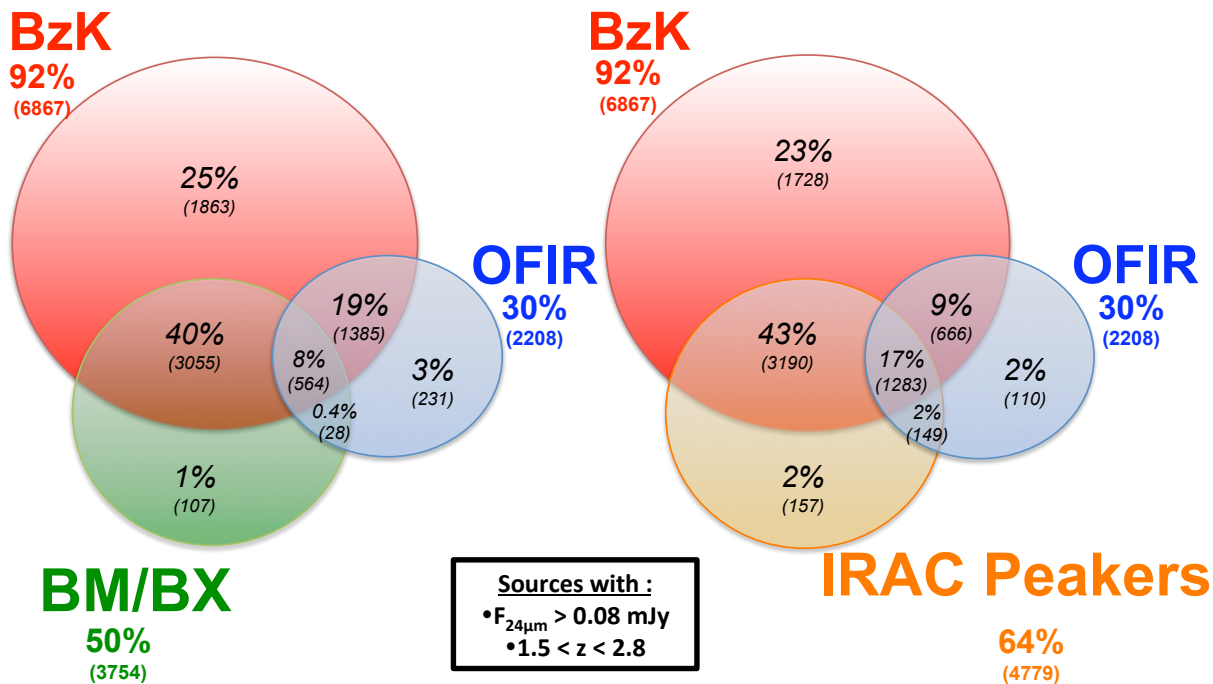


Fig. 5. Overlap between the populations of $24\ \mu\text{m}$ sources with $F_{24\mu\text{m}} > 0.08$ mJy on the redshift range $1.5 < z < 2.8$. The percentages in bold are related to the total number of sources selected by the criterion considered, the percentages in italic correspond to the overlap between the populations. *Left:* Overlap between the BzK, the BM/BX and the Optically Faint IR-bright sources. *Right:* Overlap between the BzK, the Optically Faint IR-bright sources and the IRAC Peakers.

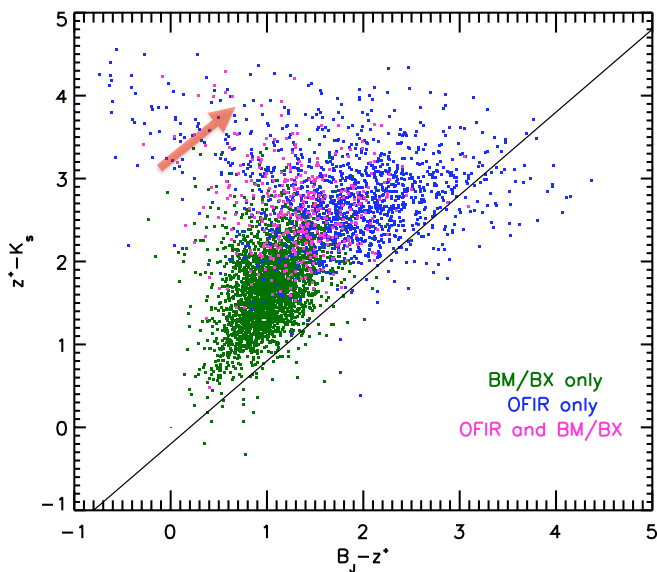


Fig. 4. Distribution of the $24\ \mu\text{m}$ sources selected as optically-faint IR-bright galaxies (blue dots) and with the BM/BX criterion (green dots) in the *BzK* diagram. Only sources at $1.5 < z < 2.8$ are represented and galaxies satisfying the two selections are shown with pink color. The Optically-Faint IR-bright sources are characterized by redder colors, most likely due to higher dust extinction. The red arrow represents the extinction vector.

$z \sim 2$ (Figs. 2a & 3b) and at these redshifts the measure of $8\ \mu\text{m}$ luminosities ($L_{8\mu\text{m}}$) based on $24\ \mu\text{m}$ fluxes is there-

fore almost independent of the SED templates assumed for deriving the k -corrections. Also, the $8\ \mu\text{m}$ luminosity of star-forming galaxies mostly originates from the emission of the $7.7\ \mu\text{m}$ and $8.6\ \mu\text{m}$ Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH) lines, which represent the most prominent features in the mid-IR spectrum of dusty galaxies (e.g., Laurent et al., 2000; Dale et al., 2001; Brandl et al., 2006; Smith et al., 2007). These features are stochastically heated by the radiation field of young stellar populations, and as it was demonstrated by numerous studies of local sources, their luminosity is tightly correlated with the total Infrared luminosity of galaxies, and therefore with their SFR (e.g., Roussel et al., 2001; Wu et al., 2005; Brandl et al., 2006; Calzetti et al., 2007; Díaz-Santos et al., 2008; Goto et al., 2011). Furthermore, observations of distant sources with *Spitzer* and more recently with *Herschel* have revealed that this correlation between the $8\ \mu\text{m}$ and the total IR luminosity of star-forming galaxies extends up to at least $z \sim 2$ (Pope et al. 2008; Rigby et al. 2008; Bavouzet et al. 2008; Menéndez-Delmestre et al. 2009, Elbaz et al., submitted), suggesting that the $8\ \mu\text{m}$ emission is a fairly good tracer of star-forming activity also in high-redshift galaxies.

To convert the observed MIPS- $24\ \mu\text{m}$ fluxes into luminosities at $8\ \mu\text{m}$ we used the library of IR SED templates of Chary & Elbaz (2001). In this library the galaxy IR SEDs vary as a function of total IR luminosity ($L_{\text{IR}} = L_{8-1000\mu\text{m}}$) and for a given redshift the flux density measured at $24\ \mu\text{m}$ corresponds to a unique monochromatic luminosity at any IR wavelengths. However we stress again that for our current analysis the k -corrections only depend on the shape of these templates between $\lambda_0 = 8\ \mu\text{m}$ and $\lambda_1 = 24\ \mu\text{m}/(1+z)$. At $z \sim 2$ they are thus barely sensitive to the choice of SEDs and do not depend on the uncertainties that have

been shown to affect the extrapolations of mid-IR fluxes to total IR luminosities (Elbaz et al., 2010). In fact we computed the rest-frame $8\mu\text{m}$ luminosities of the MIPS galaxy sample using the libraries of IR SED templates proposed by Dale & Helou (2002), Lagache et al. (2004) and Rieke et al. (2009), and we found virtually no difference with the results obtained with the library of Chary & Elbaz (2001). This effect will be discussed in more details in a forthcoming paper by Le Floch et al. (in prep.) on the evolution of the mid-IR luminosity function in COSMOS.

Based on these $8\mu\text{m}$ luminosities we computed the luminosity functions (LF) associated with our different subsamples over the $1.7 < z < 2.3$ redshift range and we compared these results to the global LF obtained at the same redshifts from the full sample of MIPS sources in COSMOS. These luminosity functions are illustrated in the top panel of Fig 6. They were estimated using the $1/V_{max}$ method (Schmidt, 1968), which is advantageous in two ways: no hypothesis on the shape of the LF is needed and the luminosity function is directly measured from the observations. For each object we estimated the maximum comoving volume where it can be detected within our given redshift bin ($1.7 < z < 2.3$) using $V_{max} = V_{z_{max}} - V_{z_{min}}$, where $z_{min} = 1.7$ and z_{max} is the smallest value between the redshift bin upper limit ($z = 2.3$) and the redshift until which the source could be observed considering the $24\mu\text{m}$ flux limit of our survey (i.e., $F_{24\mu\text{m}} = 0.08 \text{ mJy}$). The uncertainties on the determination of the LFs were estimated from the Poisson noise associated to the number of sources detected in each bin of luminosity. Since we are only interested in quantifying the relative contribution of galaxies identified with the color selection techniques discussed earlier as a function of mid-IR luminosity, we neglected the effect of other uncertainties like the $24\mu\text{m}$ flux errors and the cosmic variance.

5.2. Star Formation Rate Estimates and SFR density

Because the mid-IR emission of star-forming galaxies originates from dust features heated by ionizing photons coming from young stars, their mid-IR luminosity correlates pretty well with their star-formation rate (e.g., Roussel et al., 2001; Förster Schreiber et al., 2004; Wu et al., 2005). For example Calzetti et al. (2007) and Díaz-Santos et al. (2008) analyzed the mid-IR properties of HII regions taken from a sample of local star-forming sources. They established a significant correlation with a logarithmic slope ~ 1 between their $8\mu\text{m}$ luminosity surface density corrected for stellar contribution and their luminosity measured from the Pa α emission line corrected for extinction. Similarly, the combination of the mid-IR and far-IR observations of the nearby Universe conducted with IRAS, ISO, *Spitzer* and AKARI revealed a tight relationship between $L_{8\mu\text{m}}$ and the total IR luminosity of local galaxies (e.g., Bavouzet et al., 2008; Goto et al., 2011). The deepest observations of the sky undertaken with *Herschel* have recently shown that this correlation extends up to at least $z \sim 3$ (Elbaz et al. submitted) and it may thus represent a universal property shared among star-forming galaxies at all cosmic times.

The relation obtained by Elbaz et al. (2011, submitted) between $L_{8\mu\text{m}}$ and the total Infrared luminosity is linear ($L_{\text{IR}}/L_{8\mu\text{m}} \sim 4.9 \pm 0.2 \text{ dex}$). Assuming the standard conversion inferred by Kennicutt (1998) between the L_{IR}

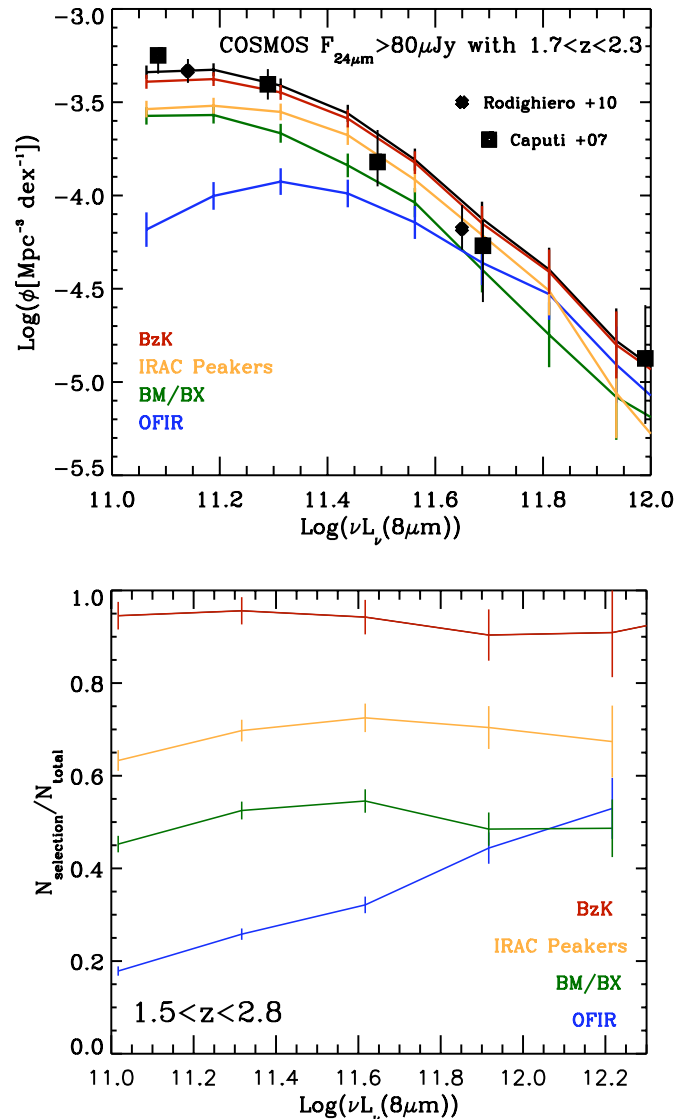


Fig. 6. *Top:* The $8\mu\text{m}$ luminosity functions of MIPS galaxies identified at $1.7 < z < 2.3$ with the color selection techniques described in Sects.3 & 4 (red: *BzK*; green: *BM/BX*; yellow: *IRAC peakers*; blue: *Optically-Faint IR-bright galaxies*) compared to the total $8\mu\text{m}$ luminosity function measured in the COSMOS field (black solid line). Previous measurements of the total $8\mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ by Rodighiero et al. (2010, filled diamonds) and Caputi et al. (2007, filled squares) are also shown for comparison. Error bars were estimated from the Poisson noise. *Bottom:* Fraction of galaxies identified with each of the color selections as a function of $L_{8\mu\text{m}}$ and in the $1.5 < z < 2.8$ redshift range. Color coding is similar to that used in the top panel.

and the star formation rate ($SFR [M_{\odot} \text{yr}^{-1}] = 1.72 \times 10^{-10} L_{\text{IR}} [L_{\odot}]$), we then obtain:

$$SFR(M_{\odot} \text{yr}^{-1}) = 8.4_{-3.1}^{+4.9} \times 10^{-10} L_{8\mu\text{m}}(L_{\odot}) \quad (5)$$

At the typical $8\mu\text{m}$ luminosities found in our high-redshift sample (i.e., $L_{8\mu\text{m}} \sim 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$), this is fully consistent with the relation we would get by combining the correlation

measured by Goto et al. (2011) with the calibration from Kennicutt (1998):

$$SFR(M_{\odot} yr^{-1}) = (34 \pm 9) \times 10^{-10} \times (L_{8\mu m}/L_{\odot})^{0.94} \quad (6)$$

Similarly, it agrees with the conversion we would obtain by applying the relationship from Calzetti et al. (2007) to a typical star-forming disk (i.e., 2–5 kpc in diameter) and assuming a case B recombination rate for converting the Pa α luminosity into a star formation rate ($SFR [M_{\odot} yr^{-1}] = 6.79 \times 10^{-41} L_{Pa\alpha} [erg s^{-1}]$, Osterbrock & Bochkarev 1989; Alonso-Herrero et al. 2006). This last approach relies on the assumption made for the size of the emitting region, but in the range of $8\mu m$ luminosities that we measured this effect is overwhelmed by the internal dispersion found in our sample and the uncertainty affecting the slope of the correlation between the Pa α and the $8\mu m$ luminosity surface densities (Calzetti et al. 2007; Díaz-Santos et al. 2008, see also Alonso-Herrero et al. 2006). This relation is also consistent with the Pa α and the $8\mu m$ luminosities that were recently measured in a submillimeter lensed galaxy at $z \sim 2.5$ by Papovich et al. (2009). It suggests that it could still be applied to high-redshift sources even though it was derived from observations of the nearby Universe.

Given the good agreement between these different relationships, we thus inferred the total IR luminosity and star formation rate of the COSMOS MIPS sources using the linear relation obtained by Elbaz et al. (2011, submitted) as well as our Eq. 5, bearing in mind that the other possible methods would have led to very similar results. Based on these determinations of L_{IR} and SFR, we computed the contributions of the different populations of MIPS-selected sources discussed in Sect. 3 to the IR luminosity density of the Universe and the cosmic star formation rate density in three redshift bins: $1.5 < z < 1.9$, $1.9 < z < 2.3$ and $2.3 < z < 2.7$. To reach this goal we derived luminosity functions in a way similar to the method described in Sect. 5.1, and we integrated the LFs above the luminosity corresponding to the $24 \mu m$ flux limit of our survey ($F_{24\mu m} = 0.08$ mJy) at the median of each redshift bin. Since we only aim at determining how the various galaxy sub-samples *detected* with MIPS contributed to the total SFR density, we did not assume any extrapolation of the MIPS-selected source population to the faint end of the luminosity function. Our results are shown in Fig. 7, which also illustrates the evolution of the total IR luminosity density inferred by Rodighiero et al. (2010) up to $z \sim 2.5$ and the cosmic star formation history compiled by Hopkins & Beacom (2006). The 1306 sources with no optical counterparts are obviously not taken into account here but we already saw that they contribute only a small fraction of the total number of galaxies identified in the COSMOS field. Furthermore, most of these unidentified sources have low $24\mu m$ fluxes close to the sensitivity limit of the COSMOS MIPS data. This implies that their contribution to the IR luminosity density is even less than their contribution to the number of mid-IR selected sources, and therefore the lack of identification for these sources can not severely bias our results.

6. Discussion

6.1. Contributions to the IR luminosity function

The top panel of Fig. 6 illustrates the luminosity functions associated with the MIPS sources identified with the four color selection techniques described in Sect. 3, compared to the total $8\mu m$ luminosity function observed at $1.7 < z < 2.3$ in the COSMOS field. The later is also compared with the $8\mu m$ LFs obtained by Caputi et al. (2007) and Rodighiero et al. (2010) from the GOODS and SWIRE surveys, which show relatively good agreement with our estimates. Except for the selection of Optically-Faint IR-bright galaxies, our analysis seems to indicate that the fraction of MIPS high-redshift galaxies selected with the BzK , BM/BX and IRAC peaker criteria does not critically depend on the $8\mu m$ luminosity itself. To better illustrate this result we reproduced the evolution of these fractions with $L_{8\mu m}$ in the bottom panel of the figure. To increase the statistics we extended the redshift bin up to $1.5 < z < 2.8$, which corresponds to the largest redshift range where the efficiencies of our different color selections can be simultaneously compared with one another. We see again that the fractions of MIPS galaxies selected as BzK and BM/BX sources or as IRAC peakers are fairly constant over the range of $8\mu m$ luminosities probed by the MIPS observations. They correspond to the average fractions we had already derived based on their number density and their redshift distribution.

While the absence of correlation between $L_{8\mu m}$ and the fraction of BzK sources or IRAC peakers is not necessarily unexpected, the result that we find for the BM/BX galaxies may deserve further explanations. Indeed we attributed the bias observed in the BM/BX selection to the effect of dust extinction (see Fig. 2c). Given the global trend that exists between galaxy bolometric luminosities and the IR/UV luminosity ratio (e.g., Bell, 2003), one could have expected some broad correlation between the $8\mu m$ luminosity and the fraction of MIPS high-redshift sources missed by the BM/BX criterion. In the most luminous galaxies though, the reddening of the optical light does not correlate anymore with the dust obscuration measured by the excess of L_{IR} over L_{UV} (e.g., Goldader et al., 2002; Reddy et al., 2006). This can be understood, for instance, if on one hand the UV/optical emission originates from spatially-extended regions of star formation where dust grains follow a rather clumpy distribution, while on the other hand the IR light predominantly comes from very compact and optically-thick regions close the center of galaxies. Since the MIPS observations of COSMOS are only sensitive to the very bright end of the high-redshift galaxy luminosity function, we are likely in this luminosity regime where the $E(B-V)$ extinction is not directly correlated with the level of star-forming activity, hence explaining the lack of trend between the IR luminosity and the detectability of galaxies based on their U_nGR colors. Finally, it is also possible that our result at the highest luminosities ($L_{8\mu m} > 10^{12} L_{\odot}$) is slightly affected by some AGN contribution, which can become significant at bright $24\mu m$ fluxes (e.g., Martínez-Sansigre et al., 2005; Houck et al., 2005; Brand et al., 2006). In particular, the blue continuum arising from unobscured type-1 quasars could potentially bias the BM/BX selection. However the majority of the most IR-luminous AGNs in COSMOS have also been detected in the X-rays (Hasinger et al., 2007; Brusa et al., 2010). They have been removed

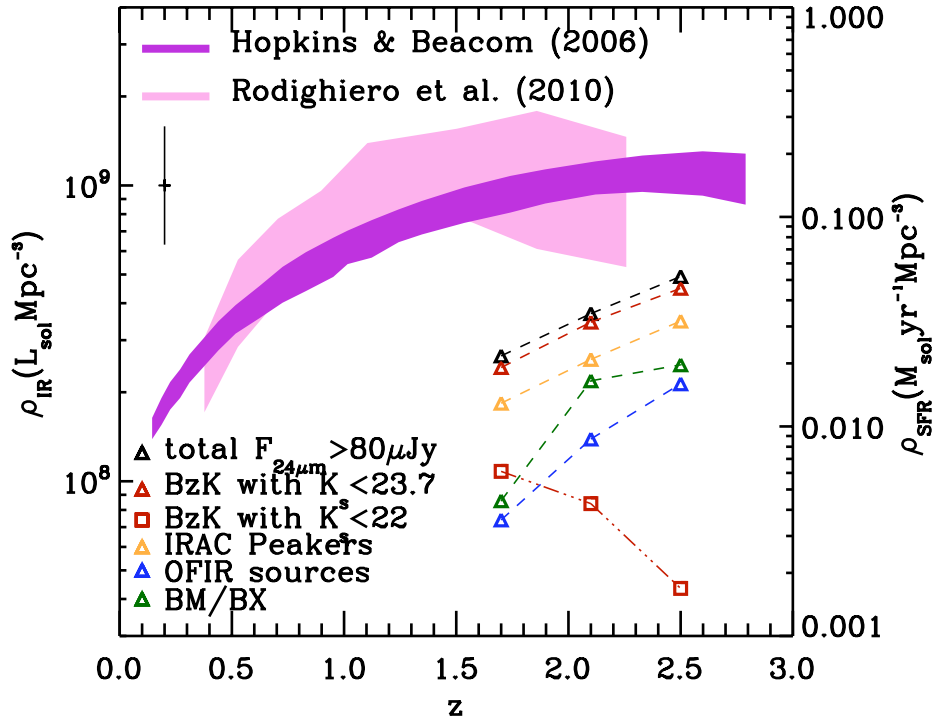


Fig. 7. Total Infrared Luminosity Density produced at respectively $1.5 < z < 1.9$, $1.9 < z < 2.3$ and $2.3 < z < 2.7$ by $24\mu\text{m}$ sources with $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{ mJy}$ (black triangles), compared to the contribution of $24\mu\text{m}$ sources identified with the selection techniques described in Sects.3 & 4 (red: *BzK*; green: BM/BX; yellow: IRAC peakers; blue: Optically-Faint IR-bright galaxies with photo- z identification). For galaxy samples where the MIPS $24\mu\text{m}$ emission is mostly produced by star formation (i.e., *BzK* and BM/BX sources, IRAC peakers) the IR Luminosity Density can be read as a Star Formation Density (right vertical axis) assuming the conversion from Kennicutt (1998). For comparison, the evolution of the total IR luminosity density inferred by Rodighiero et al. (2010) up to $z \sim 2.5$ is illustrated by the light shaded region. The cosmic star formation history derived by Hopkins & Beacom (2006) is represented by the dark shaded area. The typical uncertainty affecting our estimates is shown by the vertical line in the top left corner of the diagram.

from our initial sample and therefore they should not influence the various trends that we find in Fig. 6.

Contrary to the behavior characterizing the three rest-frame UV/optical selections, the fraction of Optically-Faint IR-bright galaxies is clearly rising with IR luminosity. This is consistent with what we had qualitatively inferred from the comparison of their redshift distributions at $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{ mJy}$ and $F_{24\mu\text{m}} > 0.3\text{ mJy}$ (see Fig. 3). In the previous section we argued that these sources are biased toward highly-obscured galaxies. Assuming that dust extinction must correlate with the observed $24\mu\text{m}$ /optical flux ratio of galaxies at $z \sim 2$, it could thus explain the trend that we find with luminosity. Furthermore, this trend could partly originate from an increasing contribution of obscured AGNs to the mid-IR luminosities of galaxies as a function of $24\mu\text{m}$ flux (e.g., Brand et al., 2006; Menéndez-Delmestre et al., 2009). This rising contribution would boost their mid-IR emission with respect to their optical luminosity, hence leading to an $r^+ - [24]$ color satisfying the selection criterion of this population.

6.2. Implication on the cosmic star formation history

Even though we did not account for the contribution of galaxies below our $24\mu\text{m}$ flux limit we see on Fig. 7 that star-forming galaxies detected in the COSMOS mid-IR sur-

vey contribute a substantial fraction of the total IR luminosity density at $z \sim 2$, in agreement with previous findings (e.g., Caputi et al., 2007; Rodighiero et al., 2010). It implies that the incompleteness which affects the different color selection techniques previously described can result in non-negligible biases with respect to the global picture of galaxy evolution inferred from complete samples of high-redshift sources. For example we find that the MIPS sources selected with the BM/BX criterion contribute only $\sim 50\%$ to the IR luminosity density produced by the galaxies with $F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{ mJy}$ at $z \sim 2$. Similar to what is observed for the other color selections, this fraction is roughly constant over the whole $1.5 < z < 2.8$ redshift range. In the case of the BM/BX technique we attributed this bias to the effect of dust extinction, and since the obscuration globally decreases with bolometric luminosity (Reddy et al., 2006) the global incompleteness affecting this selection could probably be smaller if we had considered a deeper $24\mu\text{m}$ selection. However, it is interesting to note that a very similar result was also independently obtained by Guo & White (2009) based on a semi-analytical approach and using the updated versions of the *Millennium Simulations* (Springel et al., 2005). According to the models they found that a large fraction of the total star formation density at $z \sim 2$ originates from galaxies that are too heavily obscured by dust to be selected with the BM/BX criterion. In princi-

ple, incompleteness corrections can be applied to account for the difference between the properties of galaxies satisfying this color selection and the properties characterizing the global underlying population of star-forming sources at these redshifts (e.g., Reddy et al., 2008). However, our analysis and the results from Guo & White (2009) reveal that a substantial extrapolation accounting for half of the most actively star-forming sources (i.e., $L_{8\mu m} > 10^{11.1} L_{\odot}$, corresponding to $SFR > 100 M_{\odot} yr^{-1}$) would be required to also take into account the large contribution of dusty luminous galaxies to the cosmic star formation density at $1.5 < z < 2.5$.

Similarly, we find that if the IRAC peaker selection is probably well suited to the identification of galaxies characterized by a pronounced stellar bump, it can clearly not provide a complete view on the total contribution of massive star-forming sources to the build-up of stellar mass at high redshift. Over the whole redshift range where this selection technique can be applied ($1.5 < z < 3$) up to $\sim 30\%$ of the total $8\mu m$ luminosity density produced at the bright end of the luminosity function is contributed by massive sources escaping the IRAC color criterion previously discussed. In the case of the Optically-Faint IR-bright sources we find that this fraction can even go up to $\sim 70\%$. Although the incompleteness affecting these two selections could be partly explained by the hot dust continuum of dust-obscured AGNs contributing to the rest-frame near-IR emission of the most luminous (i.e., $L_{8\mu m} > 10^{12} L_{\odot}$) galaxies at high redshift (e.g., Houck et al., 2005; Desai et al., 2009), it is unlikely to be the case for the majority of distant sources with more typical luminosities and which are known to exhibit strong PAH features characteristic of star-forming activity at mid-IR wavelengths (Fadda et al., 2010). Furthermore we recall the strong correlation that has been recently established between the $8\mu m$ luminosity and the total IR luminosity of galaxies up to $z \sim 3$ (Elbaz et al., submitted), which reinforces the idea that the mid-IR luminosity characterizing the general galaxy population is mostly powered by star-forming activity. We thus conclude that a non negligible fraction of the cosmic star formation density is missed by these two selection techniques.

On the other hand we note that the *BzK* approach enables an almost complete selection of star-forming galaxies at $z \sim 2$ at least in the range of luminosities that can be probed by our MIPS observations. This high level of completeness is observed not only for the bulk of the sample but also for the most luminous – and potentially the most highly obscured – galaxies. Using the optically-selected catalog of photometric redshifts in COSMOS (Ilbert et al., 2009) we verified that the reliability of the *BzK* color criterion to select star-forming galaxies in the $1.4 < z < 2.5$ redshift range remains also valid at fainter luminosities. It suggests that this technique provides a quite powerful way to identify galaxies at this epoch of cosmic history, independently of the possibility to determine accurate photometric redshifts for these sources.

More globally speaking, the fact that a non negligible fraction of high- z sources can be missed by optical color selections has also been observed by other groups using different kinds of analysis, and this bias likely originates not only from dust extinction but also from the broader diversity of high-redshift galaxy properties than was assumed in the definition of the color criteria that were explored so far. For instance, Ly et al. (private communication & in

prep.) show that surveys of [OII] emitters can pick up a non negligible fraction of $z \sim 1.5$ galaxies that are missed by the *BzK* and *BM/BX* techniques. Similarly, Caputi et al. (2011) found that at $z = 3 - 4$, $\sim 30\%$ of the massive galaxies ($M \geq 10^{11} M_{\odot}$) would be missed by deep optical surveys, underlying the importance of deep near-IR surveys to supplement the identification of high- z galaxies affected by extinction. Based on deep spectroscopy taken as part of the Vimos VLT Deep Survey, Le Fèvre et al. (2005) finally underlined that magnitude-selected samples provide a much more complete census of the high-redshift galaxy population than color selection techniques. All these results converge in the way that the identifications of distant star-forming galaxies based on UV/optical color criteria result in a view on high redshift star formation that can not be fully representative of the global picture of galaxy evolution.

7. Summary and conclusions

Using the exquisite multi-wavelength imaging obtained in the COSMOS field we analyzed the broad-band optical/near-IR colors and the photometric redshift distribution of a complete sample of distant ($1.5 < z < 3$) luminous galaxies selected at $24\mu m$ with $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy. To quantify how selection effects and incompleteness issues can bias the different color selection techniques often used for identifying populations of high-redshift star-forming sources (e.g., *BzK*, *BM/BX* and “IRAC peaker” selections, “Optically-Faint IR-bright” objects), we measured the fraction of MIPS- $24\mu m$ galaxies satisfying these color criteria within the redshift range where each of them is expected to apply with high efficiency. We also derived reliable estimates of their rest-frame $8\mu m$ luminosities with minimal effects from the k -correction, which allowed us to constrain their star-formation rate and their contribution to cosmic star formation density. Our results can be summarized as follows:

1. The *BzK* color criterion allows an almost complete ($\sim 90\%$) identification of $24\mu m$ sources at $1.4 < z < 2.5$. The rate of these identifications does not change with IR luminosity, which suggests that this technique provides a highly reliable way to identify distant galaxies independently of obscuration. This can be explained by the weak dependence of the *BzK* variable ($BzK \equiv [z - K] - [B - z]$) on the effect of dust extinction at $z \sim 2$. However we emphasize that the success rate of the *BzK* selection strongly relies on the availability of deep imaging at optical and near-IR wavelengths. With a cut at $K_s = 22$ (AB), the contribution of *BzK*-identified galaxies to the IR luminosity density produced by sources with $F_{24\mu m} > 0.08$ mJy would fall down to $\sim 40\%$.
2. We adapted the original *BM/BX* criterion to the existing COSMOS optical photometry using the deep imaging obtained with the u^* -band, V_J -band and i^+ -band filters. We found that up to 50% of the MIPS selected galaxies at $1.5 < z < 2.8$ are missed by this selection technique. We explain this result by the effect of dust extinction, which more strongly affects the rest-frame UV emission of galaxies and makes their SED redder than the typical blue

colors characterizing galaxies satisfying the BM/BX criterion. This is consistent with the results recently obtained by Guo & White (2009) based on *Millennium simulations* (Springel et al., 2005), who found that a large fraction of the cosmic star formation density probably originates from massive sources that are too heavily obscured by dust to be identified with the UV color selections. At the bright end of the bolometric luminosity function, the extrapolations and incompleteness corrections usually applied to account for this bias must be therefore quite large and uncertain.

3. Up to $\sim 30\%$ of the IR luminosity density produced at $z \sim 2$ by sources brighter than $80\mu\text{Jy}$ originates from galaxies that fail to be identified thanks to the spectral shape of their stellar bump feature at rest-frame $1.6\mu\text{m}$ (i.e., the so-called “*IRAC peaker*” selection). For the brightest galaxies in the mid-IR, this effect could be explained by an important contribution of dust-obscured AGNs to the near-IR emission observed in the IRAC bands. For the bulk of the population though, it reflects the larger uncertainties affecting the IRAC photometry as well as the wide diversity of near-IR SEDs characterizing dusty galaxies, due to the combined contribution of hot dust and stellar emission.
4. The selection of Optically-Faint IR-bright sources based on the $R - [24]$ color is meant to identify dusty galaxies at $1.5 < z < 3$. While this technique is efficient at the very bright end of the mid-IR luminosity function where galaxies are characterized by extremely high $24\mu\text{m}/\text{optical}$ flux ratios, the fraction of sources selected with this criterion rapidly decreases at fainter luminosities. Assuming the depth of the COSMOS MIPS survey ($F_{24\mu\text{m}} > 0.08\text{mJy}$) we find that only $\sim 25\%$ of the IR luminosity density of the Universe at $z \sim 2$ is produced by galaxies with such extreme colors.

These results suggest that color selections of distant star-forming galaxies can be affected by substantial biases and incompleteness, and therefore they must be used with strong caution. Depending on the spectral features or the SED range that they are supposed to probe, these high-redshift selections are probably less subject to contaminants compared to the use of photometric redshifts with modest quality if the later are strongly affected by catastrophic failures at $z > 1$. However we have shown that the identification of distant galaxies solely based on optical/IR color criteria will most often provide an incomplete view on the whole population of high-redshift star-forming sources, hence requiring large and uncertain extrapolations to account for their incompleteness. Complete identifications based on high-quality spectroscopic redshifts or accurate photometric redshifts thus appear the most reliable approach for probing the formation and the evolution of galaxies in a global and cosmological context.

Acknowledgments: It is a pleasure to acknowledge the contribution from all our colleagues of the COSMOS collaboration. More information on the COSMOS survey is available at <http://www.astro.caltech.edu/cosmos>. This work is based on observations made with the *Spitzer Space*

Telescope, a facility operated by NASA/JPL. Financial supports were provided by NASA through contracts nos. 1289085, 1310136, 1282612, and 1298231 issued by the Jet Propulsion Laboratory. We also want to warmly thank our referee for his/her critical review of the manuscript, as well as Tanio Díaz-Santos for useful discussions related to our work. We are finally grateful to Marc Sauvage for his help and for his useful and numerous comments.

References

- Adelberger, K. L. & Steidel, C. C. 2000, *ApJ*, 544, 218
 Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., et al. 2004, *ApJ*, 607, 226
 Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., et al. 2006, *ApJ*, 650, 835
 Arnouts, S., Walcher, C. J., Le Fèvre, O., et al. 2007, *A&A*, 476, 137
 Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., & Starck, J. L. 1999, *A&A*, 342, 313
 Austermann, J. E., Aretxaga, I., Hughes, D. H., et al. 2009, *MNRAS*, 393, 1573
 Bavouzet, N., Dole, H., Le Floc’h, E., et al. 2008, *A&A*, 479, 83
 Bell, E. F. 2003, *ApJ*, 586, 794
 Bertoldi, F., Carilli, C., Aravena, M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 132
 Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, *Phys. Rep.*, 369, 111
 Brand, K., Dey, A., Weedman, D., et al. 2006, *ApJ*, 644, 143
 Brandl, B. R., Bernard-Salas, J., Spoon, H. W. W., et al. 2006, *ApJ*, 653, 1129
 Brusa, M., Civano, F., Comastri, A., et al. 2010, *ApJ*, 716, 348
 Brusa, M., Zamorani, G., Comastri, A., et al. 2007, *ApJS*, 172, 353
 Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
 Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
 Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, *ApJ*, 666, 870
 Capak, P., Aussel, H., Ajiki, M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 99
 Capak, P. L., Riechers, D., Scoville, N. Z., et al. 2011, *Nature*, 470, 233
 Caputi, K. I., Cirasuolo, M., Dunlop, J. S., et al. 2011, *MNRAS*, 79
 Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, *ApJ*, 660, 97
 Chary, R. & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
 Cimatti, A., Cassata, P., Pozzetti, L., et al. 2008, *A&A*, 482, 21
 Coppin, K., Halpern, M., Scott, D., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 1597
 Daddi, E., Cimatti, A., Renzini, A., et al. 2004, *ApJ*, 617, 746
 Dale, D. A. & Helou, G. 2002, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 34, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 710+
 Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
 Desai, V., Soifer, B. T., Dey, A., et al. 2009, *ApJ*, 700, 1190
 Dey, A., Soifer, B. T., Desai, V., et al. 2008, *ApJ*, 677, 943
 Díaz-Santos, T., Alonso-Herrero, A., Colina, L., et al. 2008, *ApJ*, 685, 211
 Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., & Budavári, T. 2003, *ApJ*, 587, 25
 Elbaz, D., Daddi, E., Le Borgne, D., et al. 2007, *A&A*, 468, 33
 Elbaz, D., Hwang, H. S., Magnelli, B., et al. 2010, *A&A*, 518, L29+
 Elvis, M., Civano, F., Vignali, C., et al. 2009, *ApJS*, 184, 158
 Fadda, D., Yan, L., Lagache, G., et al. 2010, *ApJ*, 719, 425
 Fontana, A., Pozzetti, L., Donnarumma, I., et al. 2004, *A&A*, 424, 23
 Förster Schreiber, N. M., Roussel, H., Sauvage, M., & Charmandaris, V. 2004, *A&A*, 419, 501
 Franx, M., Labbé, I., Rudnick, G., et al. 2003, *ApJ*, 587, L79
 Glazebrook, K., Abraham, R. G., McCarthy, P. J., et al. 2004, *Nature*, 430, 181
 Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, *ApJ*, 568, 651
 Goto, T., Arnouts, S., Inami, H., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 573
 Grazian, A., Salimbeni, S., Pentericci, L., et al. 2007, *A&A*, 465, 393
 Guo, Q. & White, S. D. M. 2009, *MNRAS*, 396, 39
 Hainline, L. J., Blain, A. W., Smail, I., et al. 2009, *ApJ*, 699, 1610
 Hasinger, G., Cappelluti, N., Brunner, H., et al. 2007, *ApJS*, 172, 29
 Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
 Houck, J. R., Soifer, B. T., Weedman, D., et al. 2005, *ApJ*, 622, L105
 Huang, J., Barmby, P., Fazio, G. G., et al. 2004, *ApJS*, 154, 44
 Huang, J., Faber, S. M., Daddi, E., et al. 2009, *ApJ*, 700, 183

- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- Ilbert, O., Capak, P., Salvato, M., et al. 2009, *ApJ*, 690, 1236
- Ilbert, O., Salvato, M., Le Floch, E., et al. 2010, *ApJ*, 709, 644
- Jauzac, M., Dole, H., Le Floch, E., et al. 2011, *A&A*, 525, A52+
- Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Le Fèvre, O., Paltani, S., Arnouts, S., et al. 2005, *Nature*, 437, 519
- Le Floch, E., Aussel, H., Ilbert, O., et al. 2009, *ApJ*, 703, 222
- Le Floch, E., Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., et al. 2004, *ApJS*, 154, 170
- Le Floch, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, 169
- Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Renzini, A., et al. 2007, *ApJS*, 172, 70
- Lonsdale, C. J., Polletta, M. d. C., Omont, A., et al. 2009, *ApJ*, 692, 422
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Marleau, F. R., Fadda, D., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 66
- Martínez-Sansigre, A., Rawlings, S., Lacy, M., et al. 2005, *Nature*, 436, 666
- McCracken, H. J., Capak, P., Salvato, M., et al. 2010, *ApJ*, 708, 202
- Menéndez-Delmestre, K., Blain, A. W., Smail, I., et al. 2009, *ApJ*, 699, 667
- Noeske, K. G., Faber, S. M., Weiner, B. J., et al. 2007, *ApJ*, 660, L47
- Osterbrock, D. E. & Bochkarev, N. G. 1989, *Soviet Ast.*, 33, 694
- Papovich, C. 2008, *ApJ*, 676, 206
- Papovich, C., Rudnick, G., Rigby, J. R., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1506
- Pope, A., Chary, R.-R., Alexander, D. M., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1171
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Fadda, D., et al. 2006, *ApJ*, 644, 792
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, *ApJS*, 175, 48
- Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al. 2009, *ApJ*, 692, 556
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Rigby, J. R., Marcellac, D., Egami, E., et al. 2008, *ApJ*, 675, 262
- Rodighiero, G., Vaccari, M., Franceschini, A., et al. 2010, *A&A*, 515, A8+
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Salvato, M., Hasinger, G., Ilbert, O., et al. 2009, *ApJ*, 690, 1250
- Sanders, D. B., Salvato, M., Aussel, H., et al. 2007, *ApJS*, 172, 86
- Sawicki, M. 2002, *AJ*, 124, 3050
- Schinnerer, E., Smolčić, V., Carilli, C. L., et al. 2007, *ApJS*, 172, 46
- Schmidt, M. 1968, *ApJ*, 151, 393
- Scoville, N., Abraham, R. G., Aussel, H., et al. 2007a, *ApJS*, 172, 38
- Scoville, N., Aussel, H., Brusa, M., et al. 2007b, *ApJS*, 172, 1
- Simpson, C. & Eisenhardt, P. 1999, *PASP*, 111, 691
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, *ApJ*, 490, L5
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 656, 770
- Sorba, R. & Sawicki, M. 2010, *ApJ*, 721, 1056
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2003, *ApJ*, 592, 728
- Steidel, C. C., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2004, *ApJ*, 604, 534
- Taniguchi, Y., Scoville, N., Murayama, T., et al. 2007, *ApJS*, 172, 9
- Thompson, D., Beckwith, S. V. W., Fockenbrock, R., et al. 1999, *ApJ*, 523, 100
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., et al. 2003, *A&A*, 401, 73
- Wu, H., Cao, C., Hao, C.-N., et al. 2005, *ApJ*, 632, L79
- Yan, L., Chary, R., Armus, L., et al. 2005, *ApJ*, 628, 604

ANNEXE D

Liste de publications

1. *Dust-obscured star formation and the contribution of galaxies escaping UV/optical selections at $z \sim 2$* , **L. Riguccini**, E. Le Floch et al., 2011, accepted for publication in A&A

Contribution majeure :

2. *Deep Spitzer 24 μm COSMOS Imaging. I. The Evolution of Luminous Dusty Galaxies—Confronting the Models*, E. Le Floch, H. Aussel, O. Ilbert, **L. Riguccini**, D. Frayer, M. Salvato, S. Arnouts, et al. 2009, ApJ, 703, 222

Implication dans la réduction de données PACS-COSMOS :

3. *The Redshift and Nature of AzTEC/COSMOS 1 : A Starburst Galaxy at $z = 4.6$* , Smolčić, V. et al. 2011, ApJ, 731,27
4. *FIR Measurements of Ly α Emitters at $z \leq 1.0$: Dust Attenuation from PACS-Herschel*, Oteo, I. et al. 2011, ApJ, 735,15

Implication dans la préparation à la réduction de données et à la validation du pipeline :

5. *PEP : First Herschel probe of dusty galaxy evolution up to $z \sim 3$* , C. Gruppioni et al., 2010, A&A, 518L, 27G
6. *Far-infrared properties of submillimeter and optically faint radio galaxies*, B. Magnelli et al., 2010, A&A, 518L, 28M
7. *Evolution of dust temperature of galaxies through cosmic time as seen by Herschel*, H.S. Hwang et al., 2010, A&A, 409, 75H
8. *A First Glimpse Into the Far-IR Properties of High- z UV-selected galaxies : Herschel/PACS Observations of $z \sim 3$ LBGs*, G.E. Magdis et al., 2010, A&A, 720L, 185M
9. *Herschel unveils a puzzling uniformity of distant dusty galaxies*, D. Elbaz et al., 2010, A&A, 518L, 29E
10. *Unveiling Far-infrared Counterparts of Bright Submillimeter Galaxies Using PACS Imaging*, Dannerbauer, H et al., 2010, ApJ, 720, 144
11. *Herschel FIR counterparts of selected Ly α emitters at $z \sim 2.2$. Fast evolution since $z \sim 3$ or missed obscured AGNs ?*, Bongiovanni, A et al., 2010, A&A, 519L, 4B

12. *Star formation in AGN hosts in GOODS-N*, Shao, L. et al., 2010, A&A, 518L, 26S
13. *The first Herschel view of the mass-SFR link in high- z galaxies*, Rodighiero, G. et al., 2010, A&A, 518L, 25R

Remerciements

Je tiens à remercier mes directeurs de thèse, Marc Sauvage et Emeric Le Floch pour m'avoir permis de travailler sur un sujet aussi passionnant et aussi actif que la formation d'étoiles enfouie dans la poussière à haut redshift. Merci également de m'avoir permis de mener cette thèse au bout. Merci à Marc pour son soutien sans faille durant ces trois années qui n'ont pas toujours été faciles. Merci pour ta gentillesse, tes bons conseils, à la fois scientifiques et humains, merci pour ton écoute et l'attention que tu portes aux autres. Ma thèse n'aurait pas été la même sans ta présence. Merci d'avoir relu le manuscrit jusqu'au bout, et cela, même dans l'urgence.... Du fond du coeur, merci.

Merci à toi, Emeric, de m'avoir fait découvrir le monde des galaxies infrarouges en stage de M2. C'est grâce à ce stage, et à ta bonne humeur ainsi que nos passionnantes discussions scientifiques, que j'ai choisi de continuer dans cette voie pour mon sujet de thèse. Merci de m'avoir trouvé un sujet de thèse aussi passionnant que le mien, et de m'avoir encadré à la fois sur les données Spitzer et les données Herschel. Je ressors toujours plus grande de nos nombreuses discussions. C'est également grâce à toi si je fais partie de la grande famille COSMOS.

Il est très important à mes yeux de remercier Hervé Dole et Mathieu Langer, sans qui je n'aurais sans doute jamais pu en arriver jusqu'à ce manuscrit. Merci pour nos nombreuses discussions, pour votre soutien, vos conseils, et tout simplement votre amitié. Vous m'avez donné le courage de ne pas baisser les bras et continuer à évoluer dans ce domaine que j'apprécie tant.

Je tiens également à remercier chaleureusement Hervé Aussel, de m'avoir appris les bases d'IDL et de la programmation en général et de m'avoir fait découvrir le monde de Herschel et de m'avoir ouvert la porte pour participer à cette grande aventure.

Merci aussi à David Elbaz de m'avoir accueillie dans son équipe. Je tiens d'ailleurs à remercier Emmanuele, Georgios, Ho Seong, Masato, Roger, Chiara, Mark, Helmut, Raphael, James, Kalliopi, Veronica, Maurilio, et Fadia pour les réunions et les journal clubs, qui apportent beaucoup scientifiquement parlant mais qui ont toujours lieu dans la bonne humeur. Merci à Georgios d'avoir supporté toutes mes questions naïves sur la réduction de données lorsqu'on démarrait tous les deux, merci à Rafa et Mark de m'accueillir dans leur bureau toujours avec le sourire pour mes petites questions, et merci à James pour tous les conseils que tu as pu me donner et pour nos discussions scientifiques vraiment enrichissantes.

Je tiens également à remercier chaleureusement Vassilis Charmandaris et Olivier Le Fèvre d'avoir lu et reporté mon manuscrit. Un immense merci à Stéphane Arnouts et à Stéphane Charlot de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury et à Guilaine Lagache d'avoir accepté de le présider.

Je tiens également à remercier Marc Olivier Lagage et Michel Talvard pour m'avoir accueillie au Service d'Astrophysique. Le SAp est un petit monde à part où il fait bon vivre. Un grand merci à Jérôme Rodriguez pour m'avoir soutenue pendant ces trois années et merci aussi pour tes nombreux conseils. Je tiens à remercier Dominique pour sa grande efficacité et

sa rapidité d'action, un grand merci aussi à Christine et Pascale. Un immense merci à Marie et Nicolas pour m'avoir aidé à résoudre (ok j'avoue, pour avoir résolu...) tous les problèmes informatiques que mon mac a pu m'infliger. Merci beaucoup à Marylise pour la bonne humeur qu'elle a pu mettre dans les bureaux pendant pratiquement mes trois années au SAP.

Il me semble évident de remercier tous mes camarades de jeu du SAP. La liste va être longue car en trois ans, le SAP a vu défiler un nombre impressionnant de personnes toutes aussi sympathiques les unes que les autres. Merci à vous tous pour nos mémorables p'tits déjs sponsorisés au beurre, au sucre et... au beurre... , pour les fameuses soirées A&A et nos pique-niques au soleil.

Merci évidemment à Sandrine, pour.... (là aussi la liste va être longue), nos midis piscine ou course à pieds, nos pauses cafés, nos pauses vitaminées, nos soirées mojitos, tes nombreux conseils et ton amitié! Merci évidemment à Arnaud et Nico!! Le CEA n'aurait pas été aussi agréable sans vous! Merci aussi à Fadia, ma cobureau et ma 'roomate' de conférence, à Laurène, Guillaume, Katrien et Lucie, mes cobureaux et cobureauettes successifs, merci de m'avoir supportée même dans les moments de panique. Un immense merci à Maud, bien évidemment, à Sacha, Marco, Diane, Anaïs, Florent, Julien, Marie, Vincent, Timéa, Aurélie, Alexis, Kevin, Pierre-Emmanuel, Doris, Quang, Mike, Vera, Henri, Alain, Nicolas, Camille, Lionel, Olivier, Willie, Daniel, FX, et j'en oublie sans doute et je m'en excuse.

Un grand merci à Pierre pour sa gentillesse et ses bonjours surdimensionnés, ainsi qu'à Koryo pour sa bonne humeur communicative.

Je voudrais également remercier tous mes amis qui ont été présents de manière inconditionnelle pendant toutes ces années et en particulier durant ces trois années de thèse. Mes amis de fac, pour commencer. Aurélie, bien évidemment, pour toutes nos soirées, nos discussions, nos voyages et notre belle amitié. Sandra, pour notre colocation de première année, tous les bons moments passés ensemble depuis et d'être toujours là pour moi. Léo, mon petit clown qui répond toujours présente à l'appel. Matthieu, pour, entre autres, ton soutien gchat en continu et nos aprem randonnées, Eve et JB pour les squattages chez vous, Romain, pour toutes les discussions qu'on a pu partager, Alexis, pour m'avoir fait voyager en discutant, Tatiana, pour nos sorties parisiennes, John le martien ou encore "le blond".

Je voudrais aussi remercier mes amis de M2. Laure, bien évidemment, pour, entre autres, nos mémorables soirées fajitas/ films d'avions (vengeance...), ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans toi! Jérémy, pour avoir toujours su être présent et à côté de moi malgré la distance. Benjamin, pour ton inconditionnel soutien et... ton fameux "rien dans les manches".... Isa, pour avoir toujours su me faire rire pendant ces trois ans. Merci aussi à Julien, Lorraine et Mélanie et Rafou pour tous les bons moments passés ensemble.

Merci également à Jeyhan et Vivi pour tous nos bons moments passés aux quatre coins de la planète.

Merci à toute mon équipe du water-polo, pour tous ces entraînements et ces matchs (mémorables, on peut le dire...) qui m'ont permis de me défouler. Merci les filles pour votre soutien et votre amitié, pour cette "famille" que l'on s'est recrée. Merci en particulier à Julie, toujours à l'écoute et avec les bons mots, la p'tite Stéph, pour me faire toujours rire et être toujours là quand j'ai besoin, Cricri, pour ton soutien jusqu'au bout de ce manuscrit, Erin, ma petite "frenchie" préférée, Nelly, pour nos retours en métro et toutes nos discussions, sans oublier nos expat's qui nous ont bien manquées cette année, notre Collette new-yorkaise et l'inimitable Liv, sans oublier non plus Alessio, Sylvain et Romain.

Je voudrais aussi remercier la bande de Nice, Caro, Oliv et les loulottes, Crys, Fa et Vincent, Flo et Julien, Julie, Nico et Cyrielle, Christelle, Hugo et Valentin, et surtout Yvan qui a été le seul valeureux à relire quelques chapitres de ce manuscrit...

Un grand merci également à Flo et JP.

Je voudrais aussi remercier mes amis de toujours, les amis du lycée qui sont ma deuxième famille : Mary-Cathryn bien évidemment, pour... être toi tout simplement, et toute la dream team, j'ai nommé Christèle et Lolo pour notre tour du monde gastronomique, Jean-Cristophe le grand voyageur, Jean-Pascal pour nos starbucks (hum-hum) hebdomadaires et Sarah, Jérémy mon grand frère, Marine pour ton écoute, ton franc-parler et pour nos fabuleux weekends/semaines parisiens et Ali, Michou pour nos grandes discussions et Aurélie, docteur Momo, Rémi et Julien pour nos soirées Glee et Master Chef..., Toto pour nos battles de textos dans le train, Vincent, l'ours de la bande.

Je tiens enfin à remercier ma famille qui a toujours su être présente et m'a toujours soutenue. Merci à ma sœur, bien évidemment, pour avoir supporté sa casse-pied de petite sœur depuis le début et pour continuer à répondre présente à chaque instant ! J'ai une chance inouïe de t'avoir. Merci d'avoir bien voulu relire quelques (gros !) chapitres de ce manuscrit !! Le plus grand des mercis à mon père, ainsi qu'à Marie, notamment pour m'avoir recueilli chez vous en période de crise rédactionnelle... Merci à ma marraine et à mon grand-père pour leur amour et leur soutien constant.

Et pour finir, le plus doux des mercis à toi, Maman.

Bibliographie

- K. L. Adelberger, C. C. Steidel, A. E. Shapley, M. P. Hunt, D. K. Erb, N. A. Reddy, and M. Pettini. Optical Selection of Star-forming Galaxies at Redshifts $1 < z < 3$. *ApJ*, 607 : 226–240, May 2004. doi : 10.1086/383221.
- L. J. Allamandola, A. G. G. M. Tielens, and J. R. Barker. Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way. *ApJ*, 290 :L25–L28, March 1985. doi : 10.1086/184435.
- A. Alonso-Herrero, G. H. Rieke, M. J. Rieke, L. Colina, P. G. Pérez-González, and S. D. Ryder. Near-Infrared and Star-forming Properties of Local Luminous Infrared Galaxies. *ApJ*, 650 :835–849, October 2006. doi : 10.1086/506958.
- S. Arnouts, S. Cristiani, L. Moscardini, S. Matarrese, F. Lucchin, A. Fontana, and E. Giallongo. Measuring and modelling the redshift evolution of clustering : the Hubble Deep Field North. *MNRAS*, 310 :540–556, December 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02978.x.
- W. A. Baum. Photoelectric Magnitudes and Red-Shifts. In G. C. McVittie, editor, *Problems of Extra-Galactic Research*, volume 15 of *IAU Symposium*, pages 390–+, 1962.
- N. Bavouzet, H. Dole, E. Le Floch, K. I. Caputi, G. Lagache, and C. S. Kochanek. Estimating the total infrared luminosity of galaxies up to $z \sim 2$ from mid- and far-infrared observations. *A&A*, 479 :83–96, February 2008. doi : 10.1051/0004-6361 :20077896.
- E. F. Bell. Estimating Star Formation Rates from Infrared and Radio Luminosities : The Origin of the Radio-Infrared Correlation. *ApJ*, 586 :794–813, April 2003.
- S. Berta, B. Magnelli, D. Lutz, B. Altieri, H. Aussel, P. Andreani, O. Bauer, A. Bongiovanni, A. Cava, J. Cepa, A. Cimatti, E. Daddi, H. Dominguez, D. Elbaz, H. Feuchtgruber, N. M. Förster Schreiber, R. Genzel, C. Gruppioni, R. Katterloher, G. Magdis, R. Maiolino, R. Nordon, A. M. Pérez García, A. Poglitsch, P. Popesso, F. Pozzi, L. Riguccini, G. Rodighiero, A. Saintonge, P. Santini, M. Sanchez-Portal, L. Shao, E. Sturm, L. J. Tacconi, I. Valtchanov, M. Wetzstein, and E. Wieprecht. Dissecting the cosmic infra-red background with Herschel/PEP. *A&A*, 518 :L30+, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014610.
- E. Bertin and S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *A&AS*, 117 :393–404, June 1996.
- M. Béthermin, H. Dole, A. Beelen, and H. Aussel. Spitzer deep and wide legacy mid- and far-infrared number counts and lower limits of cosmic infrared background. *A&A*, 512 : A78+, March 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913279.
- K. Brand, A. Dey, D. Weedman, V. Desai, E. Le Floch, B. T. Jannuzi, B. T. Soifer, M. J. I. Brown, P. Eisenhardt, V. Gorjian, C. Papovich, H. A. Smith, S. P. Willner, and R. J. Cool. The Active Galactic Nuclei Contribution to the Mid-Infrared Emission of Luminous Infrared Galaxies. *ApJ*, 644 :143–147, June 2006. doi : 10.1086/503416.

- B. R. Brandl, J. Bernard-Salas, H. W. W. Spoon, D. Devost, G. C. Sloan, S. Guilles, Y. Wu, J. R. Houck, D. W. Weedman, L. Armus, P. N. Appleton, B. T. Soifer, V. Charmandaris, L. Hao, J. A. Higdon, S. J. Marshall, and T. L. Herter. The Mid-Infrared Properties of Starburst Galaxies from Spitzer-IRS Spectroscopy. *ApJ*, 653 :1129–1144, December 2006. doi : 10.1086/508849.
- M. Brusa, G. Zamorani, A. Comastri, G. Hasinger, N. Cappelluti, F. Civano, A. Finoguenov, V. Mainieri, M. Salvato, C. Vignali, M. Elvis, F. Fiore, R. Gilli, C. D. Impey, S. J. Lilly, M. Mignoli, J. Silverman, J. Trump, C. M. Urry, R. Bender, P. Capak, J. P. Huchra, J. P. Kneib, A. Koekemoer, A. Leauthaud, I. Lehmann, R. Massey, I. Matute, P. J. McCarthy, H. J. McCracken, J. Rhodes, N. Z. Scoville, Y. Taniguchi, and D. Thompson. The XMM-Newton Wide-Field Survey in the COSMOS Field. III. Optical Identification and Multiwavelength Properties of a Large Sample of X-Ray-Selected Sources. *ApJS*, 172 : 353–367, September 2007. doi : 10.1086/516575.
- M. Brusa, F. Civano, A. Comastri, T. Miyaji, M. Salvato, G. Zamorani, N. Cappelluti, F. Fiore, G. Hasinger, V. Mainieri, A. Merloni, A. Bongiorno, P. Capak, M. Elvis, R. Gilli, H. Hao, K. Jahnke, A. M. Koekemoer, O. Ilbert, E. Le Floch, E. Lusso, M. Mignoli, E. Schinnerer, J. D. Silverman, E. Treister, J. D. Trump, C. Vignali, M. Zamojski, T. Aldcroft, H. Aussel, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Cappi, K. Caputi, T. Contini, A. Finoguenov, A. Fruscione, B. Garilli, C. D. Impey, A. Iovino, K. Iwasawa, P. Kampezyk, J. Kartaltepe, J. P. Kneib, C. Knobel, K. Kovac, F. Lamareille, J.-F. Leborgne, V. Le Brun, O. Le Fevre, S. J. Lilly, C. Maier, H. J. McCracken, R. Pello, Y.-J. Peng, E. Perez-Montero, L. de Ravel, D. Sanders, M. Scodiggio, N. Z. Scoville, M. Tanaka, Y. Taniguchi, L. Tasca, S. de la Torre, L. Tresse, D. Vergani, and E. Zucca. The XMM-Newton Wide-field Survey in the Cosmos Field (XMM-COSMOS) : Demography and Multiwavelength Properties of Obscured and Unobscured Luminous Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 716 :348–369, June 2010. doi : 10.1088/0004-637X/716/1/348.
- G. Bruzual and S. Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344 :1000–1028, October 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x.
- D. Calzetti, L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef, and T. Storchi-Bergmann. The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies. *ApJ*, 533 :682–695, April 2000. doi : 10.1086/308692.
- D. Calzetti, R. C. Kennicutt, C. W. Engelbracht, C. Leitherer, B. T. Draine, L. Kewley, J. Moustakas, M. Sosey, D. A. Dale, K. D. Gordon, G. X. Helou, D. J. Hollenbach, L. Armus, G. Bendo, C. Bot, B. Buckalew, T. Jarrett, A. Li, M. Meyer, E. J. Murphy, M. Prescott, M. W. Regan, G. H. Rieke, H. Roussel, K. Sheth, J. D. T. Smith, M. D. Thornley, and F. Walter. The Calibration of Mid-Infrared Star Formation Rate Indicators. *ApJ*, 666 : 870–895, September 2007. doi : 10.1086/520082.
- P. Capak, H. Aussel, M. Ajiki, H. J. McCracken, B. Mobasher, N. Scoville, P. Shopbell, Y. Taniguchi, D. Thompson, S. Tribiano, S. Sasaki, A. W. Blain, M. Brusa, C. Carilli, A. Comastri, C. M. Carollo, P. Cassata, J. Colbert, R. S. Ellis, M. Elvis, M. Giavalisco, W. Green, L. Guzzo, G. Hasinger, O. Ilbert, C. Impey, K. Jahnke, J. Kartaltepe, J.-P. Kneib, J. Koda, A. Koekemoer, Y. Komiyama, A. Leauthaud, O. Le Fevre, S. Lilly, C. Liu, R. Massey, S. Miyazaki, T. Murayama, T. Nagao, J. A. Peacock, A. Pickles, C. Porciani, A. Renzini, J. Rhodes, M. Rich, M. Salvato, D. B. Sanders, C. Scarlata, D. Schiminovich, E. Schinnerer, M. Scodiggio, K. Sheth, Y. Shioya, L. A. M. Tasca, J. E. Taylor, L. Yan, and G. Zamorani. The First Release COSMOS Optical and Near-IR Data and Catalog. *ApJS*, 172 :99–116, September 2007. doi : 10.1086/519081.

- K. I. Caputi, G. Lagache, L. Yan, H. Dole, N. Bavouzet, E. Le Floch, P. I. Choi, G. Helou, and N. Reddy. The Infrared Luminosity Function of Galaxies at Redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$ in the GOODS Fields. *ApJ*, 660 :97–116, May 2007. doi : 10.1086/512667.
- K. I. Caputi, M. Cirasuolo, J. S. Dunlop, R. J. McLure, D. Farrah, and O. Almaini. The stellar mass function of the most-massive galaxies at $3 \leq z \leq 5$ in the UKIDSS Ultra Deep Survey. *MNRAS*, pages 79–+, January 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.18118.x.
- R. Chary and D. Elbaz. Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate. *ApJ*, 556 :562–581, August 2001. doi : 10.1086/321609.
- R. Chary, S. Casertano, M. E. Dickinson, H. C. Ferguson, P. R. M. Eisenhardt, D. Elbaz, N. A. Grogin, L. A. Moustakas, W. T. Reach, and H. Yan. The Nature of Faint 24 Micron Sources Seen in Spitzer Space Telescope Observations of ELAIS-N1. *ApJS*, 154 :80–86, September 2004. doi : 10.1086/423307.
- E. Daddi, A. Cimatti, A. Renzini, A. Fontana, M. Mignoli, L. Pozzetti, P. Tozzi, and G. Zamorani. A New Photometric Technique for the Joint Selection of Star-forming and Passive Galaxies at $1.4 \leq z \leq 2.5$. *ApJ*, 617 :746–764, December 2004. doi : 10.1086/425569.
- D. A. Dale and G. Helou. The Infrared Spectral Energy Distribution of Normal Star-forming Galaxies : Calibration at Far-Infrared and Submillimeter Wavelengths. *ApJ*, 576 :159–168, September 2002. doi : 10.1086/341632.
- D. A. Dale, G. Helou, G. Neugebauer, B. T. Soifer, D. T. Frayer, and J. J. Condon. Multiwavelength Observations of the Low-Metallicity Blue Compact Dwarf Galaxy SBS 0335-052. *AJ*, 122 :1736–1746, October 2001. doi : 10.1086/323308.
- V. Desai, L. Armus, H. W. W. Spoon, V. Charmandaris, J. Bernard-Salas, B. R. Brandl, D. Farrah, B. T. Soifer, H. I. Teplitz, P. M. Ogle, D. Devost, S. J. U. Higdon, J. A. Marshall, and J. R. Houck. PAH Emission from Ultraluminous Infrared Galaxies. *ApJ*, 669 :810–820, November 2007. doi : 10.1086/522104.
- V. Desai, B. T. Soifer, A. Dey, E. Le Floch, L. Armus, K. Brand, M. J. I. Brown, M. Brodwin, B. T. Jannuzi, J. R. Houck, D. W. Weedman, M. L. N. Ashby, A. Gonzalez, J. Huang, H. A. Smith, H. Teplitz, S. P. Willner, and J. Melbourne. Strong Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission from $z \sim 2$ ULIRGs. *ApJ*, 700 :1190–1204, August 2009. doi : 10.1088/0004-637X/700/2/1190.
- F.-X. Desert, F. Boulanger, and J. L. Puget. Interstellar dust models for extinction and emission. *A&A*, 237 :215–236, October 1990.
- A. Dey, B. T. Soifer, V. Desai, K. Brand, E. Le Floch, M. J. I. Brown, B. T. Jannuzi, L. Armus, S. Bussmann, M. Brodwin, C. Bian, P. Eisenhardt, S. J. Higdon, D. Weedman, and S. P. Willner. A Significant Population of Very Luminous Dust-Obscured Galaxies at Redshift $z \sim 2$. *ApJ*, 677 :943–956, April 2008. doi : 10.1086/529516.
- T. Díaz-Santos, A. Alonso-Herrero, L. Colina, C. Packham, J. T. Radomski, and C. M. Telesco. Understanding the $8 \mu\text{m}$ versus Pa α Relationship on Subarcsecond Scales in Luminous Infrared Galaxies. *ApJ*, 685 :211–224, September 2008. doi : 10.1086/588276.
- E. Diolaiti, O. Bendinelli, D. Bonaccini, L. Close, D. Currie, and G. Parmeggiani. Analysis of isoplanatic high resolution stellar fields by the StarFinder code. *A&AS*, 147 :335–346, December 2000. doi : 10.1051/aas :2000305.

- B. T. Draine and A. Li. Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *ApJ*, 551 :807–824, April 2001. doi : 10.1086/320227.
- E. Dwek, R. G. Arendt, D. J. Fixsen, T. J. Sodroski, N. Odegard, J. L. Weiland, W. T. Reach, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, R. F. Silverberg, R. A. Shafer, J. Ballester, D. Bazell, and R. Isaacman. Detection and Characterization of Cold Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission, from COBE Observations. *ApJ*, 475 :565–+, February 1997. doi : 10.1086/303568.
- D. Elbaz, H. S. Hwang, B. Magnelli, E. Daddi, H. Aussel, B. Altieri, A. Amblard, P. Andreani, V. Arumugam, R. Auld, T. Babbedge, S. Berta, A. Blain, J. Bock, A. Bongiovanni, A. Boselli, V. Buat, D. Burgarella, N. Castro-Rodriguez, A. Cava, J. Cepa, P. Chanical, R.-R. Chary, A. Cimatti, D. L. Clements, A. Conley, L. Conversi, A. Cooray, M. Dickinson, H. Dominguez, C. D. Dowell, J. S. Dunlop, E. Dwek, S. Eales, D. Farrah, N. Förster Schreiber, M. Fox, A. Franceschini, W. Gear, R. Genzel, J. Glenn, M. Griffin, C. Grupponi, M. Halpern, E. Hatziminaoglou, E. Ibar, K. Isaak, R. J. Ivison, G. Lagache, D. Le Borgne, E. Le Floch, L. Levenson, N. Lu, D. Lutz, S. Madden, B. Maffei, G. Magdis, G. Mainetti, R. Maiolino, L. Marchetti, A. M. J. Mortier, H. T. Nguyen, R. Nordon, B. O’Halloran, K. Okumura, S. J. Oliver, A. Omont, M. J. Page, P. Panuzzo, A. Pappageorgiou, C. P. Pearson, I. Perez Fournon, A. M. Pérez García, A. Poglitsch, M. Pohlen, P. Popesso, F. Pozzi, J. I. Rawlings, D. Rigopoulou, L. Riguccini, D. Rizzo, G. Rodighiero, I. G. Roseboom, M. Rowan-Robinson, A. Saintonge, M. Sanchez Portal, P. Santini, M. Sauvage, B. Schulz, D. Scott, N. Seymour, L. Shao, D. L. Shupe, A. J. Smith, J. A. Stevens, E. Sturm, M. Symeonidis, L. Tacconi, M. Trichas, K. E. Tugwell, M. Vaccari, I. Valtchanov, J. Vieira, L. Vigroux, L. Wang, R. Ward, G. Wright, C. K. Xu, and M. Zemcov. Herschel unveils a puzzling uniformity of distant dusty galaxies. *A&A*, 518 :L29+, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014687.
- D. Elbaz, M. Dickinson, H. S. Hwang, T. Diaz-Santos, G. Magdis, B. Magnelli, D. Le Borgne, F. Galliano, M. Pannella, P. Chanical, L. Armus, V. Charmandaris, E. Daddi, H. Aussel, P. Popesso, J. Kartaltepe, B. Altieri, I. Valtchanov, D. Coia, H. Dannerbauer, K. Dasyra, R. Leiton, J. Mazzeella, V. Buat, D. Burgarella, R. . Chary, R. Gilli, R. J. Ivison, S. Juneau, E. LeFloch, D. Lutz, G. E. Morrison, J. Mullaney, E. Murphy, A. Pope, D. Scott, D. Alexander, M. Brodwin, D. Calzetti, C. Cesarsky, S. Charlot, H. Dole, P. Eisenhardt, H. C. Ferguson, N. Förster-Schreiber, D. Frayer, M. Giavalisco, M. Huynh, A. M. Koekemoer, C. Papovich, N. Reddy, C. Surace, H. Teplitz, M. S. Yun, and G. Wilson. GOODS-Herschel : an infrared main sequence for star-forming galaxies. *ArXiv e-prints*, May 2011.
- D. Fadda, L. Yan, G. Lagache, A. Sajina, D. Lutz, S. Wuyts, D. T. Frayer, D. Marcillac, E. Le Floch, K. Caputi, H. W. W. Spoon, S. Veilleux, A. Blain, and G. Helou. Ultra-deep Mid-infrared Spectroscopy of Luminous Infrared Galaxies at $z \sim 1$ and $z \sim 2$. *ApJ*, 719 : 425–450, August 2010. doi : 10.1088/0004-637X/719/1/425.
- E. Falgarone and J. L. Puget. A model of clumped molecular clouds. I - Hydrostatic structure of dense cores. *A&A*, 142 :157–170, January 1985.
- N. M. Förster Schreiber, H. Roussel, M. Sauvage, and V. Charmandaris. Warm dust and aromatic bands as quantitative probes of star-formation activity. *A&A*, 419 :501–516, May 2004. doi : 10.1051/0004-6361 :20040963.
- W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, R. C. Kennicutt, Jr., H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri, and P. B. Stetson. Final Results from the Hubble Space

- Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553 :47–72, May 2001. doi : 10.1086/320638.
- A. S. Fruchter and R. N. Hook. Drizzle : A Method for the Linear Reconstruction of Under-sampled Images. *PASP*, 114 :144–152, February 2002. doi : 10.1086/338393.
- J. S. Gallagher, III, D. A. Hunter, and A. V. Tutukov. Star formation histories of irregular galaxies. *ApJ*, 284 :544–556, September 1984. doi : 10.1086/162437.
- F. Galliano. *Multi-Wavelength Study of Nearby Dwarf Galaxies : Properties of Low-Metallicity Interstellar Media*. PhD thesis, Service d’Astrophysique, CEA/Saclay, L’Orme des Merisiers, 91191 Gif sur Yvette, France, April 2004.
- K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, S. M. Faber, A. V. Filippenko, R. Green, C. Grillmair, L. C. Ho, J. Kormendy, T. R. Lauer, J. Magorrian, J. Pinkney, D. Richstone, and S. Tremaine. A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion. *ApJ*, 539 :L13–L16, August 2000. doi : 10.1086/312840.
- J. D. Goldader, G. Meurer, T. M. Heckman, M. Seibert, D. B. Sanders, D. Calzetti, and C. C. Steidel. Far-Infrared Galaxies in the Far-Ultraviolet. *ApJ*, 568 :651–678, April 2002. doi : 10.1086/339165.
- P. F. Goldsmith and W. D. Langer. Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds. *ApJ*, 222 :881–895, June 1978. doi : 10.1086/156206.
- T. Goto, S. Arnouts, H. Inami, H. Matsuhara, C. Pearson, T. T. Takeuchi, E. Le Floch, T. Takagi, T. Wada, T. Nakagawa, S. Oyabu, D. Ishihara, H. Mok Lee, W.-S. Jeong, C. Yamauchi, S. Serjeant, C. Sedgwick, and E. Treister. Luminosity functions of local infrared galaxies with AKARI : implications for the cosmic star formation history and AGN evolution. *MNRAS*, 410 :573–584, January 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17466.x.
- A. Grazian, S. Salimbeni, L. Pentericci, A. Fontana, M. Nonino, E. Vanzella, S. Cristiani, C. de Santis, S. Gallozzi, E. Giallongo, and P. Santini. A comparison of LBGs, DRGs, and BzK galaxies : their contribution to the stellar mass density in the GOODS-MUSIC sample. *A&A*, 465 :393–404, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361 :20065989.
- M. Griffin, A. Abergel, P. Ade, P. André, J.-P. Baluteau, J. Bock, A. Franceschini, W. Gear, J. Glenn, D. Griffin, K. King, E. Lellouch, D. Naylor, G. Olofsson, I. Perez-Fournon, M. Rowan-Robinson, P. Saraceno, E. Sawyer, A. Smith, B. Swinyard, L. Vigroux, and G. Wright. Herschel-SPIRE : design, performance, and scientific capabilities. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi : 10.1117/12.670783.
- Q. Guo and S. D. M. White. High-redshift galaxy populations and their descendants. *MNRAS*, 396 :39–52, June 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14498.x.
- E. Hatziminaoglou, A. Omont, J. A. Stevens, A. Amblard, V. Arumugam, R. Auld, H. Aussel, T. Babbedge, A. Blain, J. Bock, A. Boselli, V. Buat, D. Burgarella, N. Castro-Rodríguez, A. Cava, P. Chanical, D. L. Clements, A. Conley, L. Conversi, A. Cooray, C. D. Dowell, E. Dwek, S. Dye, S. Eales, D. Elbaz, D. Farrah, M. Fox, A. Franceschini, W. Gear, J. Glenn, E. A. González Solares, M. Griffin, M. Halpern, E. Ibar, K. Isaak, R. J. Ivison, G. Lagache, L. Levenson, N. Lu, S. Madden, B. Maffei, G. Mainetti, L. Marchetti, A. M. J. Mortier, H. T. Nguyen, B. O’Halloran, S. J. Oliver, M. J. Page, P. Panuzzo, A. Papageorgiou,

- C. P. Pearson, I. Pérez-Fournon, M. Pohlen, J. I. Rawlings, D. Rigopoulou, D. Rizzo, I. G. Roseboom, M. Rowan-Robinson, M. Sanchez Portal, B. Schulz, D. Scott, N. Seymour, D. L. Shupe, A. J. Smith, M. Symeonidis, M. Trichas, K. E. Tugwell, M. Vaccari, I. Valtchanov, L. Vigroux, L. Wang, R. Ward, G. Wright, C. K. Xu, and M. Zemcov. HerMES : Far infrared properties of known AGN in the HerMES fields. *A&A*, 518 :L33+, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014679.
- G. Helou, N. Y. Lu, M. W. Werner, S. Malhotra, and N. Silbermann. The Mid-Infrared Spectra of Normal Galaxies. *ApJ*, 532 :L21–L24, March 2000. doi : 10.1086/312549.
- P. Héraudeau, S. Oliver, C. del Burgo, C. Kiss, M. Stickel, T. Mueller, M. Rowan-Robinson, A. Efstathiou, C. Surace, L. V. Tóth, S. Serjeant, D. M. Alexander, A. Franceschini, D. Lemke, T. Morel, I. Pérez-Fournon, J.-L. Puget, D. Rigopoulou, B. Rocca-Volmerange, and A. Verma. The European Large Area ISO Survey - VIII. 90- μ m final analysis and source counts. *MNRAS*, 354 :924–934, November 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08259.x.
- P. C. Hewett, C. B. Foltz, and F. H. Chaffee. The large bright quasar survey. 6 : Quasar catalog and survey parameters. *AJ*, 109 :1498–1521, April 1995. doi : 10.1086/117380.
- D. W. Hogg. Distance measures in cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*, May 1999.
- A. M. Hopkins and J. F. Beacom. On the Normalization of the Cosmic Star Formation History. *ApJ*, 651 :142–154, November 2006. doi : 10.1086/506610.
- J. R. Houck, B. T. Soifer, D. Weedman, S. J. U. Higdon, J. L. Higdon, T. Herter, M. J. I. Brown, A. Dey, B. T. Jannuzi, E. Le Floch, M. Rieke, L. Armus, V. Charmandaris, B. R. Brandl, and H. I. Teplitz. Spectroscopic Redshifts to $z \lesssim 2$ for Optically Obscured Sources Discovered with the Spitzer Space Telescope. *ApJ*, 622 :L105–L108, April 2005.
- J.-S. Huang, P. Barmby, G. G. Fazio, S. P. Willner, G. Wilson, D. Rigopoulou, A. Alonso-Herrero, H. Dole, E. Egami, E. Le Floch, C. Papovich, P. G. Pérez-González, J. Rigby, C. W. Engelbracht, K. Gordon, D. Hines, M. Rieke, G. H. Rieke, K. Meisenheimer, and S. Miyazaki. Infrared Array Camera (IRAC) Imaging of the Lockman Hole. *ApJS*, 154 : 44–47, September 2004. doi : 10.1086/422882.
- J.-S. Huang, S. M. Faber, E. Daddi, E. S. Laird, K. Lai, A. Omont, Y. Wu, J. D. Younger, K. Bundy, A. Cattaneo, S. C. Chapman, C. J. Conselice, M. Dickinson, E. Egami, G. G. Fazio, M. Im, D. Koo, E. Le Floch, C. Papovich, D. Rigopoulou, I. Smail, M. Song, P. P. Van de Werf, T. M. A. Webb, C. N. A. Willmer, S. P. Willner, and L. Yan. Infrared Spectrograph Spectroscopy and Multi-Wavelength Study of Luminous Star-Forming Galaxies at $z \sim 1.9$. *ApJ*, 700 :183–198, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/700/1/183.
- O. Ilbert, S. Arnouts, H. J. McCracken, M. Bolzonella, E. Bertin, O. Le Fèvre, Y. Mellier, G. Zamorani, R. Pellò, A. Iovino, L. Tresse, V. Le Brun, D. Bottini, B. Garilli, D. Macagnani, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, S. Bardelli, A. Cappi, S. Charlot, P. Ciliegi, T. Contini, O. Cucciati, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, B. Marano, C. Marinoni, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, A. Pollo, L. Pozzetti, M. Radovich, E. Zucca, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, S. de La Torre, L. Gregorini, F. Lamareille, G. Mathez, P. Merluzzi, V. Ripepi, D. Rizzo, and D. Vergani. Accurate photometric redshifts for the CFHT legacy survey calibrated using the VIMOS VLT deep survey. *A&A*, 457 :841–856, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361 :20065138.

- O. Ilbert, P. Capak, M. Salvato, H. Aussel, H. J. McCracken, D. B. Sanders, N. Scoville, J. Kartaltepe, S. Arnouts, E. L. Floc'h, B. Mobasher, Y. Taniguchi, F. Lamareille, A. Leauthaud, S. Sasaki, D. Thompson, M. Zamojski, G. Zamorani, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Bongiorno, M. Brusa, K. I. Caputi, C. M. Carollo, T. Contini, R. Cook, G. Coppia, O. Cucciati, S. de la Torre, L. de Ravel, P. Franzetti, B. Garilli, G. Hasinger, A. Iovino, P. Kampczyk, J.-P. Kneib, C. Knobel, K. Kovac, J. F. Le Borgne, V. Le Brun, O. L. Fèvre, S. Lilly, D. Looper, C. Maier, V. Mainieri, Y. Mellier, M. Mignoli, T. Murayama, R. Pellò, Y. Peng, E. Pérez-Montero, A. Renzini, E. Ricciardelli, D. Schiminovich, M. Scoddeggio, Y. Shioya, J. Silverman, J. Surace, M. Tanaka, L. Tasca, L. Tresse, D. Vergani, and E. Zucca. Cosmos Photometric Redshifts with 30-Bands for 2-deg^2 . *ApJ*, 690 :1236–1249, January 2009. doi : 10.1088/0004-637X/690/2/1236.
- M. Jauzac, H. Dole, E. Le Floc'h, H. Aussel, K. Caputi, O. Ilbert, M. Salvato, N. Bavouzet, A. Beelen, M. Béthermin, J.-P. Kneib, G. Lagache, and J.-L. Puget. The cosmic far-infrared background buildup since redshift 2 at 70 and 160 microns in the COSMOS and GOODS fields. *A&A*, 525 :A52+, January 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015432.
- R. C. Kennicutt. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A*, 36 : 189–232, 1998a.
- R. C. Kennicutt, Jr. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A*, 36 : 189–232, 1998b. doi : 10.1146/annurev.astro.36.1.189.
- R. C. Kennicutt, Jr., P. Tamblyn, and C. E. Congdon. Past and future star formation in disk galaxies. *ApJ*, 435 :22–36, November 1994. doi : 10.1086/174790.
- C. G. Lacey, C. M. Baugh, C. S. Frenk, L. Silva, G. L. Granato, and A. Bressan. Galaxy evolution in the infrared : comparison of a hierarchical galaxy formation model with Spitzer data. *MNRAS*, 385 :1155–1178, April 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.12949.x.
- M. Lacy, L. J. Storrie-Lombardi, A. Sajina, P. N. Appleton, L. Armus, S. C. Chapman, P. I. Choi, D. Fadda, F. Fang, D. T. Frayer, I. Heinrichsen, G. Helou, M. Im, F. R. Marleau, F. Masci, D. L. Shupe, B. T. Soifer, J. Surace, H. I. Teplitz, G. Wilson, and L. Yan. Obscured and Unobscured Active Galactic Nuclei in the Spitzer Space Telescope First Look Survey. *ApJS*, 154 :166–169, September 2004. doi : 10.1086/422816.
- G. Lagache, H. Dole, and J.-L. Puget. Modelling infrared galaxy evolution using a phenomenological approach. *MNRAS*, 338 :555–571, January 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.05971.x.
- G. Lagache, H. Dole, J.-L. Puget, P. G. Pérez-González, E. Le Floc'h, G. H. Rieke, C. Papovich, E. Egami, A. Alonso-Herrero, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, K. A. Misselt, and J. E. Morrison. Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Contribution to the Infrared Output Energy of the Universe at $z \sim 2$. *ApJS*, 154 :112–117, September 2004. doi : 10.1086/422392.
- O. Laurent, I. F. Mirabel, V. Charmandaris, P. Gallais, S. C. Madden, M. Sauvage, L. Vigroux, and C. Cesarsky. Mid-infrared diagnostics to distinguish AGNs from starbursts. *A&A*, 359 :887–899, July 2000.
- O. Le Fèvre, S. Paltani, S. Arnouts, S. Charlot, S. Foucaud, O. Ilbert, H. J. McCracken, G. Zamorani, D. Bottini, B. Garilli, V. Le Brun, D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scoddeggio, L. Tresse, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, S. Bardelli, M. Bolzonella,

- A. Cappi, P. Ciliegi, T. Contini, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, A. Iovino, B. Marano, C. Marinoni, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, R. Pellò, A. Pollo, L. Pozzetti, M. Radovich, E. Zucca, M. Arnaboldi, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, L. Gregorini, F. Lamareille, G. Mathez, Y. Mellier, P. Merluzzi, V. Ripepi, and D. Rizzo. A large population of galaxies 9 to 12 billion years back in the history of the Universe. *Nature*, 437 :519–521, September 2005. doi : 10.1038/nature03979.
- E. Le Flo'c'h, H. Aussel, O. Ilbert, L. Riguccini, D. T. Frayer, M. Salvato, S. Arnouts, J. Surace, C. Feruglio, G. Rodighiero, P. Capak, J. Kartaltepe, S. Heinis, K. Sheth, L. Yan, H. J. McCracken, D. Thompson, D. Sanders, N. Scoville, and A. Koekemoer. Deep Spitzer 24 μm COSMOS Imaging. I. The Evolution of Luminous Dusty Galaxies - Confronting the Models. *ApJ*, 703 :222–239, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/703/1/222.
- N. Lee, E. Le Flo'c'h, D. B. Sanders, D. T. Frayer, S. Arnouts, O. Ilbert, H. Aussel, M. Salvato, N. Z. Scoville, and J. S. Kartaltepe. A Far-infrared Characterization of 24 μm Selected Galaxies at $0 < z < 2.5$ using Stacking at 70 μm and 160 μm in the COSMOS Field. *ApJ*, 717 :175–182, July 2010. doi : 10.1088/0004-637X/717/1/175.
- A. Leger and J. L. Puget. Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust? *A&A*, 137 :L5–L8, August 1984.
- J. Lequeux. Molecular and atomic hydrogen, abundances and stellar content in giant extragalactic HII regions. In *FUSE Proposal*, pages 18–+, 2002.
- S. J. Lilly, O. Le Fevre, F. Hammer, and D. Crampton. The Canada-France Redshift Survey : The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1. *ApJ*, 460 :L1+, March 1996. doi : 10.1086/309975.
- D. Lutz, A. Poglitsch, B. Altieri, P. Andreani, H. Aussel, S. Berta, A. Bongiovanni, D. Brisbin, A. Cava, J. Cepa, A. Cimatti, E. Daddi, H. Dominguez-Sanchez, D. Elbaz, N. M. Forster Schreiber, R. Genzel, A. Grazian, C. Gruppioni, M. Harwit, E. Le Flo'c'h, G. Magdis, B. Magnelli, R. Maiolino, R. Nordon, A. M. Perez Garcia, P. Popesso, F. Pozzi, L. Riguccini, G. Rodighiero, A. Saintonge, M. Sanchez Portal, P. Santini, L. Shao, E. Sturm, L. J. Tacconi, I. Valtchanov, M. Wetzstein, and E. Wieprecht. PACS Evolutionary Probe (PEP) - A Herschel Key Program. *ArXiv e-prints*, June 2011.
- C. Ly, M. A. Malkan, M. Hayashi, K. Motohara, N. Kashikawa, K. Shimasaku, T. Nagao, and C. Grady. A Census of Star-Forming Galaxies at $z = 1-3$ in the Subaru Deep Field. *ArXiv e-prints*, April 2011.
- P. Madau, H. C. Ferguson, M. E. Dickinson, M. Giavalisco, C. C. Steidel, and A. Fruchter. High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field : colour selection and star formation history to $z \sim 4$. *MNRAS*, 283 :1388–1404, December 1996.
- P. Madau, L. Pozzetti, and M. Dickinson. The Star Formation History of Field Galaxies. *ApJ*, 498 :106–+, May 1998. doi : 10.1086/305523.
- H. J. McCracken, P. Capak, M. Salvato, H. Aussel, D. Thompson, E. Daddi, D. B. Sanders, J.-P. Kneib, C. J. Willott, C. Mancini, A. Renzini, R. Cook, O. Le Fevre, O. Ilbert, J. Kartaltepe, A. M. Koekemoer, Y. Mellier, T. Murayama, N. Z. Scoville, Y. Shioya, and Y. Tanaguchi. The COSMOS-WIRCam Near-Infrared Imaging Survey. I. BzK-Selected Passive and Star-Forming Galaxy Candidates at $z \geq 1.4$. *ApJ*, 708 :202–217, January 2010. doi : 10.1088/0004-637X/708/1/202.

- C. F. McKee and J. P. Ostriker. A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218 :148–169, November 1977. doi : 10.1086/155667.
- K. Menéndez-Delmestre, A. W. Blain, I. Smail, D. M. Alexander, S. C. Chapman, L. Armus, D. Frayer, R. J. Ivison, and H. Teplitz. Mid-Infrared Spectroscopy of Submillimeter Galaxies : Extended Star Formation in Massive High-redshift Galaxies. *ApJ*, 699 :667–685, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/699/1/667.
- J. R. Mullaney, D. M. Alexander, A. D. Goulding, and R. C. Hickox. Defining the intrinsic AGN infrared spectral energy distribution and measuring its contribution to the infrared output of composite galaxies. *MNRAS*, 414 :1082–1110, June 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18448.x.
- E. J. Murphy, R.-R. Chary, D. M. Alexander, M. Dickinson, B. Magnelli, G. Morrison, A. Pope, and H. I. Teplitz. Balancing the Energy Budget Between Star Formation and Active Galactic Nuclei in High-Redshift Infrared Luminous Galaxies. *ApJ*, 698 :1380–1397, June 2009. doi : 10.1088/0004-637X/698/2/1380.
- P. North. Book Review : Initiation à la cosmologie. 3e ed., Dunod, Paris, 2000 148 pp. ISBN 2-10-004359-5. *Orion : Zeitschrift für Amateur-Astronomie*, 62 :37–38, October 2004.
- D. E. Osterbrock and N. G. Bochkarev. Book-Review - Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. *Soviet Ast.*, 33 :694–+, November 1989.
- S. Ott. The Herschel Data Processing System - HIPE and Pipelines - Up and Running Since the Start of the Mission. In Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, editor, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, volume 434 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 139–+, December 2010.
- C. Papovich, H. Dole, E. Egami, E. Le Floch, P. G. Pérez-González, A. Alonso-Herrero, L. Bai, C. A. Beichman, M. Blaylock, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, D. C. Hines, K. A. Misselt, J. E. Morrison, J. Mould, J. Muzerolle, G. Neugebauer, P. L. Richards, G. H. Rieke, M. J. Rieke, J. R. Rigby, K. Y. L. Su, and E. T. Young. The 24 Micron Source Counts in Deep Spitzer Space Telescope Surveys. *ApJS*, 154 :70–74, September 2004. doi : 10.1086/422880.
- C. Papovich, G. Rudnick, J. R. Rigby, C. N. A. Willmer, J.-D. T. Smith, S. L. Finkelstein, E. Egami, and M. Rieke. Paschen- α Emission in the Gravitationally Lensed Galaxy SMM J163554.2+661225. *ApJ*, 704 :1506–1518, October 2009. doi : 10.1088/0004-637X/704/2/1506.
- S. Perlmutter, G. Aldering, M. della Valle, S. Deustua, R. S. Ellis, S. Fabbro, A. Fruchter, G. Goldhaber, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. G. McMahon, P. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, P. Ruiz-Lapuente, B. Schaefer, and N. Walton. Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe. *Nature*, 391 :51–+, January 1998. doi : 10.1038/34124.
- A. Poglitsch, C. Waelkens, O. H. Bauer, J. Cepa, H. Feuchtgruber, T. Henning, C. van Hoof, F. Kerschbaum, D. Lemke, E. Renotte, L. Rodriguez, P. Saraceno, and B. Vandenbussche. The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi : 10.1117/12.670654.

- M. Polletta, M. Tajer, L. Maraschi, G. Trinchieri, C. J. Lonsdale, L. Chiappetti, S. Andreon, M. Pierre, O. Le Fèvre, G. Zamorani, D. Maccagni, O. Garcet, J. Surdej, A. Franceschini, D. Alloin, D. L. Shupe, J. A. Surace, F. Fang, M. Rowan-Robinson, H. E. Smith, and L. Tresse. Spectral Energy Distributions of Hard X-Ray Selected Active Galactic Nuclei in the XMM-Newton Medium Deep Survey. *ApJ*, 663 :81–102, July 2007. doi : 10.1086/518113.
- A. Pope, R. S. Bussmann, A. Dey, N. Meger, D. M. Alexander, M. Brodwin, R.-R. Chary, M. E. Dickinson, D. T. Frayer, T. R. Greve, M. Huynh, L. Lin, G. Morrison, D. Scott, and C.-H. Yan. The Nature of Faint Spitzer-selected Dust-obscured Galaxies. *ApJ*, 689 :127–133, December 2008. doi : 10.1086/592739.
- J. L. Puget, A. Leger, and F. Boulanger. Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium. *A&A*, 142 :L19–L22, January 1985.
- N. A. Reddy, C. C. Steidel, D. Fadda, L. Yan, M. Pettini, A. E. Shapley, D. K. Erb, and K. L. Adelberger. Star Formation and Extinction in Redshift $z \sim 2$ Galaxies : Inferences from Spitzer MIPS Observations. *ApJ*, 644 :792–812, June 2006. doi : 10.1086/503739.
- N. A. Reddy, C. C. Steidel, M. Pettini, K. L. Adelberger, A. E. Shapley, D. K. Erb, and M. Dickinson. Multiwavelength Constraints on the Cosmic Star Formation History from Spectroscopy : the Rest-Frame Ultraviolet, $H\alpha$, and Infrared Luminosity Functions at Redshifts $1.9 \leq z \leq 3.4$. *ApJS*, 175 :48–85, March 2008. doi : 10.1086/521105.
- G. H. Rieke, A. Alonso-Herrero, B. J. Weiner, P. G. Perez-Gonzalez, M. Blaylock, J. L. Donley, D. Marcillac, and . Determining Star Formation Rates for Infrared Galaxies. *ArXiv e-prints*, October 2008.
- J. R. Rigby, D. Marcillac, E. Egami, G. H. Rieke, J. Richard, J.-P. Kneib, D. Fadda, C. N. A. Willmer, C. Borys, P. P. van der Werf, P. G. Pérez-González, K. K. Knudsen, and C. Papovich. Mid-Infrared Spectroscopy of Lensed Galaxies at $1 < z < 3$: The Nature of Sources Near the MIPS Confusion Limit. *ApJ*, 675 :262–280, March 2008. doi : 10.1086/525273.
- G. Rodighiero and A. Franceschini. ISOPHOT 95 μm observations in the Lockman Hole. The catalogue and an assessment of the source counts. *A&A*, 419 :L55–L58, May 2004. doi : 10.1051/0004-6361 :20040144.
- G. Rodighiero, M. Vaccari, A. Franceschini, L. Tresse, O. Le Fevre, V. Le Brun, C. Mancini, I. Matute, A. Cimatti, L. Marchetti, O. Ilbert, S. Arnouts, M. Bolzonella, E. Zucca, S. Bardelli, C. J. Lonsdale, D. Shupe, J. Surace, M. Rowan-Robinson, B. Garilli, G. Zamorani, L. Pozzetti, M. Bondi, S. de La Torre, D. Vergani, P. Santini, A. Grazian, and A. Fontana. Mid- and far-infrared luminosity functions and galaxy evolution from multiwavelength Spitzer observations up to $z \sim 2.5$. *A&A*, 515 :A8+, June 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912058.
- H. Roussel, M. Sauvage, L. Vigroux, and A. Bosma. The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks. *A&A*, 372 :427–437, June 2001.
- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161–+, January 1955. doi : 10.1086/145971.
- M. Salvato, G. Hasinger, O. Ilbert, G. Zamorani, M. Brusa, N. Z. Scoville, A. Rau, P. Capak, S. Arnouts, H. Aussel, M. Bolzonella, A. Buongiorno, N. Cappelluti, K. Caputi, F. Civano, R. Cook, M. Elvis, R. Gilli, K. Jahnke, J. S. Kartaltepe, C. D. Impey, F. Lamareille,

- E. Le Floch, S. Lilly, V. Mainieri, P. McCarthy, H. McCracken, M. Mignoli, B. Mobasher, T. Murayama, S. Sasaki, D. B. Sanders, D. Schiminovich, Y. Shioya, P. Shopbell, J. Silverman, V. Smolčić, J. Surace, Y. Taniguchi, D. Thompson, J. R. Trump, M. Urry, and M. Zamojski. Photometric Redshift and Classification for the XMM-COSMOS Sources. *ApJ*, 690 :1250–1263, January 2009. doi : 10.1088/0004-637X/690/2/1250.
- D. B. Sanders, M. Salvato, H. Aussel, O. Ilbert, N. Scoville, J. A. Surace, D. T. Frayer, K. Sheth, G. Helou, T. Brooke, B. Bhattacharya, L. Yan, J. S. Kartaltepe, J. E. Barnes, A. W. Blain, D. Calzetti, P. Capak, C. Carilli, C. M. Carollo, A. Comastri, E. Daddi, R. S. Ellis, M. Elvis, S. M. Fall, A. Franceschini, M. Giavalisco, G. Hasinger, C. Impey, A. Koekemoer, O. Le Fèvre, S. Lilly, M. C. Liu, H. J. McCracken, B. Mobasher, A. Renzini, M. Rich, E. Schinnerer, P. L. Shopbell, Y. Taniguchi, D. J. Thompson, C. M. Urry, and J. P. Williams. S-COSMOS : The Spitzer Legacy Survey of the Hubble Space Telescope ACS 2 deg^2 COSMOS Field I : Survey Strategy and First Analysis. *ApJS*, 172 :86–98, September 2007. doi : 10.1086/517885.
- M. Sawicki. The 1.6 Micron Bump as a Photometric Redshift Indicator. *AJ*, 124 :3050–3060, December 2002. doi : 10.1086/344682.
- J. Scalo, E. Vazquez-Semadeni, D. Chappell, and T. Passot. On the Probability Density Function of Galactic Gas. I. Numerical Simulations and the Significance of the Polytropic Index. *ApJ*, 504 :835–+, September 1998. doi : 10.1086/306099.
- P. Schechter. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *ApJ*, 203 :297–306, January 1976. doi : 10.1086/154079.
- B. P. Schmidt, N. B. Suntzeff, M. M. Phillips, R. A. Schommer, A. Clocchiatti, R. P. Kirshner, P. Garnavich, P. Challis, B. Leibundgut, J. Spyromilio, A. G. Riess, A. V. Filippenko, M. Hamuy, R. C. Smith, C. Hogan, C. Stubbs, A. Diercks, D. Reiss, R. Gilliland, J. Tonry, J. Maza, A. Dressler, J. Walsh, and R. Ciardullo. The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae. *ApJ*, 507 :46–63, November 1998. doi : 10.1086/306308.
- M. Schmidt. Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources. *ApJ*, 151 :393–+, February 1968. doi : 10.1086/149446.
- M. Schmidt and R. F. Green. Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys. *ApJ*, 269 :352–374, June 1983. doi : 10.1086/161048.
- J. D. T. Smith, B. T. Draine, D. A. Dale, J. Moustakas, R. C. Kennicutt, Jr., G. Helou, L. Armus, H. Roussel, K. Sheth, G. J. Bendo, B. A. Buckalew, D. Calzetti, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, D. J. Hollenbach, A. Li, S. Malhotra, E. J. Murphy, and F. Walter. The Mid-Infrared Spectrum of Star-forming Galaxies : Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission. *ApJ*, 656 :770–791, February 2007. doi : 10.1086/510549.
- V. Smolčić, P. Capak, O. Ilbert, A. W. Blain, M. Salvato, I. Aretxaga, E. Schinnerer, D. Masters, I. Morić, D. A. Riechers, K. Sheth, M. Aravena, H. Aussel, J. Aguirre, S. Berta, C. L. Carilli, F. Civano, G. Fazio, J. Huang, D. Hughes, J. Kartaltepe, A. M. Koekemoer, J.-P. Kneib, E. LeFloch, D. Lutz, H. McCracken, B. Mobasher, E. Murphy, F. Pozzi, L. Riguccini, D. B. Sanders, M. Sargent, K. S. Scott, N. Z. Scoville, Y. Taniguchi, D. Thompson, C. Willott, G. Wilson, and M. Yun. The Redshift and Nature of AzTEC/COSMOS 1 : A Starburst Galaxy at $z = 4.6$. *ApJ*, 731 :L27+, April 2011. doi : 10.1088/2041-8205/731/2/L27.

- V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, C. S. Frenk, N. Yoshida, L. Gao, J. Navarro, R. Thacker, D. Croton, J. Helly, J. A. Peacock, S. Cole, P. Thomas, H. Couchman, A. Evrard, J. Colberg, and F. Pearce. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435 :629–636, June 2005. doi : 10.1038/nature03597.
- J.-L. Starck and F. Murtagh. Automatic Noise Estimation from the Multiresolution Support. *PASP*, 110 :193–199, February 1998. doi : 10.1086/316124.
- C. C. Steidel, K. L. Adelberger, A. E. Shapley, M. Pettini, M. Dickinson, and M. Giavalisco. Lyman Break Galaxies at Redshift $z \sim 3$: Survey Description and Full Data Set. *ApJ*, 592 :728–754, August 2003. doi : 10.1086/375772.
- C. C. Steidel, A. E. Shapley, M. Pettini, K. L. Adelberger, D. K. Erb, N. A. Reddy, and M. P. Hunt. A Survey of Star-forming Galaxies in the $1.4 \leq Z \leq 2.5$ Redshift Desert : Overview. *ApJ*, 604 :534–550, April 2004. doi : 10.1086/381960.
- D. Stern, P. Eisenhardt, V. Gorjian, C. S. Kochanek, N. Caldwell, D. Eisenstein, M. Brodwin, M. J. I. Brown, R. Cool, A. Dey, P. Green, B. T. Jannuzi, S. S. Murray, M. A. Pahre, and S. P. Willner. Mid-Infrared Selection of Active Galaxies. *ApJ*, 631 :163–168, September 2005. doi : 10.1086/432523.
- P. B. Stetson. DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. *PASP*, 99 :191–222, March 1987. doi : 10.1086/131977.
- J. R. Trump, C. D. Impey, M. Elvis, P. J. McCarthy, J. P. Huchra, M. Brusa, M. Salvato, P. Capak, N. Cappelluti, F. Civano, A. Comastri, J. Gabor, H. Hao, G. Hasinger, K. Jahnke, B. C. Kelly, S. J. Lilly, E. Schinnerer, N. Z. Scoville, and V. Smolčić. The COSMOS Active Galactic Nucleus Spectroscopic Survey. I. XMM-Newton Counterparts. *ApJ*, 696 :1195–1212, May 2009. doi : 10.1088/0004-637X/696/2/1195.
- D. Weedman, M. Polletta, C. J. Lonsdale, B. J. Wilkes, B. Siana, J. R. Houck, J. Surace, D. Shupe, D. Farrah, and H. E. Smith. Active Galactic Nucleus and Starburst Classification from Spitzer Mid-Infrared Spectra for High-Redshift SWIRE Sources. *ApJ*, 653 :101–111, December 2006. doi : 10.1086/508647.
- C. Wolf, K. Meisenheimer, M. Kleinheinrich, A. Borch, S. Dye, M. Gray, L. Wisotzki, E. F. Bell, H.-W. Rix, A. Cimatti, G. Hasinger, and G. Szokoly. A catalogue of the Chandra Deep Field South with multi-colour classification and photometric redshifts from COMBO-17. *A&A*, 421 :913–936, July 2004. doi : 10.1051/0004-6361 :20040525.
- H. Wu, C. Cao, C.-N. Hao, F.-S. Liu, J.-L. Wang, X.-Y. Xia, Z.-G. Deng, and C. K.-S. Young. PAH and Mid-Infrared Luminosities as Measures of Star Formation Rate in Spitzer First Look Survey Galaxies. *ApJ*, 632 :L79–L82, October 2005. doi : 10.1086/497961.
- L. Yan, R. Chary, L. Armus, H. Teplitz, G. Helou, D. Frayer, D. Fadda, J. Surace, and P. Choi. Spitzer Detection of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and Silicate Dust Features in the Mid-Infrared Spectra of $z \sim 2$ Ultraluminous Infrared Galaxies. *ApJ*, 628 :604–610, August 2005. doi : 10.1086/431205.
- V. Zubko, E. Dwek, and R. G. Arendt. Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints. *ApJS*, 152 :211–249, June 2004. doi : 10.1086/382351.