

STAGE DE M2

ÉTUDE DES SOURCES INFRAROUGE À HAUT REDSHIFT AVEC LA CAMERA NIKA

Manuela RAIMBAULT

Encadrée par Juan MACÍAS-PÉREZ



Stage réalisé du 1er avril 2014 au 30 juin 2014
au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
au sein du groupe Planck-NIKA.

Remerciements

J'ai pu effectuer mon stage dans une ambiance agréable grâce à toute l'équipe NIKA que je remercie. Merci en particulier à Juan pour son bon encadrement, et ses multiples relectures de ce rapport, à sa réactivité lors des dernières semaines intensives et passionantes à la fois ! Je n'oublie pas Rémi, toujours disponible pour des explications ponctuelles ou pour éclairer certains points de manière limpide, ni Laurence pour son aide lors de mon apprentissage d'IDL.

J'ai apprécié de participer aux réunions hebdomadaires durant lesquelles se retrouvent les chercheurs du groupe Planck-NIKA et ceux de l'Institut Néel qui construisent la caméra NIKA2. C'est l'occasion d'appréhender un projet dans son ensemble, même si beaucoup de détails techniques ne s'éclairent que peu à peu. Cette synergie permet d'être réactifs, de faire face aux problèmes voire de les anticiper.

Merci enfin aux cinq autres stagiaires avec lesquels nous partageons le bureau pour les intermèdes humoristiques.

Dans la poursuite de mes précédents stages, celui-ci me conforte dans ma motivation pour la recherche et me rend très enthousiaste à l'idée de poursuivre en doctorat.

Résumé

J'ai réalisé ce stage de fin de M2 de l'Observatoire de Paris, d'une durée de 3 mois, au sein de l'équipe Planck-NIKA du LPSC (Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie).

Ce travail, qui porte sur l'étude des galaxies infrarouge, s'inscrit dans le contexte de l'étude des candidats à proto-amas Planck et Herschel avec la caméra NIKA, qui bénéficie d'une meilleure résolution spatiale par rapport aux deux satellites.

Au cours de mon stage, j'ai travaillé sur des données acquises avec NIKA en février 2014 sur l'antenne de 30 m de l'IRAM. J'ai également effectué un grand nombre de simulations de flux, prenant en compte 3 paramètres : la température des poussières T_d , leur paramètre d'émissivité β_d et le redshift z . L'exploitation des données permet de contraindre la température et le décalage vers le rouge de la source. La caméra NIKA2 est actuellement en cours de réalisation à l'Institut Néel ce qui favorise les échanges entre instrumentalistes et astrophysiciens. Une des questions auxquelles nous tentons de répondre est de comprendre comment les galaxies à haut redshift forment des amas.

Abstract

This three-month-long internship comes at the end of my master second degree level at the Observatoire de Paris. I worked within the Planck-NIKA group, at the LPSC, in Grenoble.

This work, aiming at studying infrared galaxies, is part of the study of Planck and Herschel proto-clusters candidates with the camera NIKA, which offers a better spatial resolution than both satellites. During my internship, I worked with data obtained with NIKA in February 2014, at the 30 m IRAM telescope. I also did flux simulations, taking into account 3 parameters : the dust temperature T_d , the emissivity parameter β_d and the redshift z . Processing the data enables to constrain the temperature and redshift of the source. The NIKA2 camera is being constructed at the Institut Néel, what favours exchanges between astrophysicists and instrumentalists. One of the questions we try to answer is to understand how the high- z galaxies form clusters.

Table des matières

1	Introduction : proto-amas et formation des structures	4
2	Modèle standard de la cosmologie et CIB	5
2.1	Modèle standard de la cosmologie	5
2.2	Le fond diffus extragalactique infrarouge (CIB)	5
2.3	K-correction négative	7
2.4	Distribution des galaxies à haut redshift	8
3	Observation et analyse des données	10
3.1	Sélection des sources	10
3.2	Observations	10
3.3	Réduction des données	14
3.3.1	Données de pointage incomplètes	15
3.3.2	Décorrélacion	16
3.4	Estimation des flux	19
4	Modèle empirique des sources infrarouge à haut redshift	21
4.1	Estimation des paramètres	21
4.2	Diagramme couleur-couleur	21
4.3	Ajustement des paramètres	22
4.4	Dégénérescence	24
5	Résultats	28
5.1	Estimation des paramètres	28
5.2	Estimation des redshifts des sources Planck	29
5.3	Estimation de la température des poussières avec un prior sur le redshift	29
6	Conclusions et perspectives	33
A	Annexes	38
A.1	Minimisation du χ^2 par régression linéaire	38
A.2	Jeu d'équation de la grille	38
A.3	Cartes de flux	39
A.4	Estimation des paramètres	41
A.5	Estimation de la température des poussières avec un prior sur le redshift	43

1 Introduction : proto-amas et formation des structures

Les amas de galaxies sont des observables de choix pour tester les théories cosmologiques de formation des structures. Dans ce contexte, les amas de galaxies très massives sont particulièrement importants. D'après les observations actuelles (Herschel/SPIRE), Spitzer/IRAC [10], (CFHT/WIRCAM & MEGACAM) et VLT/XShooter [28], on pense que ces derniers ont formé la plupart de leurs étoiles lors de flambées courtes et vigoureuses à $z > 2$. Ces processus ont donné lieu à une forte émission de la poussière dans l'infrarouge lointain, que nous observons décalée vers les longueurs d'onde millimétriques. Observer les amas de galaxies massives dans le millimétrique nous donne donc accès aux galaxies à haut redshift et ainsi à leur période de formation.

Le satellite Planck¹ grâce à sa couverture totale du ciel a permis d'identifier des objets qui pourraient correspondre à ces galaxies à haut décalage vers le rouge. Pour 230 de ces objets des études photométriques avec le satellite Herschel² ont été menées [Planck Intermediate Paper]. Afin de caractériser leur SED (Distribution Spectrale d'Énergie) et d'obtenir leur décalage vers le rouge, des observations supplémentaires dans le domaine millimétrique sont nécessaires. Ces observations ont été menées avec la camera bi-bande NIKA installée à l'antenne de 30 m de l'IRAM en février 2014. Elles ont constitué la base de mon travail de stage.

Le satellite Planck couvre toute la gamme millimétrique et submillimétrique sur 9 fréquences³. En particulier, l'instrument à haute fréquence de Planck (HFI) [13] bénéficie d'une large couverture en longueur d'onde s'étendant de 0.35 à 3 mm. Le relevé sur tout le ciel permis par Planck/HFI permet ainsi de détecter les sources submillimétriques à haut z les plus brillantes et les plus rares, qui correspondent à des sources froides du CIB (Cosmic Infrared Background). Ces données constituent le premier relevé submillimétrique sur tout le ciel ayant la profondeur et la résolution spatiale nécessaires pour sonder la queue de distribution lumineuse de la fonction de luminosité (jusqu'à 100 mJy^4), sur le tiers du ciel qui n'est pas dominé par le fond galactique.

Une fois les catalogues Planck établis, une résolution angulaire plus grande (permise par Herschel/SPIRE) est nécessaire afin d'identifier les sources. À partir d'un catalogue de centaines de candidats proto-amas Planck à haut z (obtenu sur la base d'un critère couleur-couleur), on a obtenu la photométrie pour un échantillon de 230 de ces sources. Afin d'obtenir les redshifts photométriques, l'équipe Planck-NIKA a planifié le suivi de 23 des sources candidates dans le but de caractériser leurs SEDs et les propriétés des poussières. Ces données constituent la base de mon stage.

Identifier les sources nécessite de croiser les observations dans différentes longueurs d'onde. Les données photométriques SPIRE [8] sont consistantes avec des redshifts de 2 à 4, avec cependant des incertitudes importantes liées au fait que les bandes SPIRE couvrent seulement le pic de la SED des poussières. La prochaine étape impérative pour mieux caractériser les sources est d'échantillonner la partie Rayleigh-Jeans de la SED des poussières chauffées par la formation d'étoiles, dans plusieurs longueurs d'onde, d'où l'intérêt des observations avec NIKA, qui fourniront des contre-parties millimétriques aux sources Herschel. Combiner les données photométriques de SCUBA2 ($850 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$, $350 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$) et NIKA (1.25 mm , 2.14 mm) afin de sonder le pic de poussières des galaxies à haut z permet de confirmer la validité de ces sources. Au travers de mon stage, les données NIKA vont permettre d'améliorer les contraintes sur les photo- z (modulo la dégénérescence

1. Planck (<http://www.esa.int/Planck>) est un projet de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dont les instruments sont fournis par deux consortiums scientifiques financés par les états membres de l'ESA, avec des contributions de la NASA. Les miroirs sont fournis par une collaboration entre l'ESA et un consortium scientifique mené et financé par le Danemark.

2. Herschel est un observatoire spatial de l'Agence Spatiale Européenne comportant des instruments scientifiques (HIFI, PACS et SPIRE) fournis par des consortiums européens avec une importante participation de la NASA.

3. Bandes HFI (High Frequency Instrument) : 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz.

Bandes LFI (Low Frequency Instrument) : 30, 44 et 70 GHz

4. $1 \text{ mJy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$

inévitabile liée à la température des poussières).

Les galaxies observées dans le domaine submillimétrique font partie des objets les plus « clusterisés » [5]. Cependant, sur les quelques centaines de milliers de galaxies submillimétriques (SMG) à haut z détectées par Herschel, le nombre de regroupements physiques confirmés reste très bas, du fait des incertitudes sur les redshifts photométriques. Le manque de mesures faciles et précises de redshifts ne permet pas de construire des cartes 3D (espace 2D et profondeur donnée par z) des amas à haut z . La difficulté corollaire est d'identifier des amas 3D sur une carte 2D (le mieux qu'on puisse faire sans mesure de redshift).

2 Modèle standard de la cosmologie et CIB

2.1 Modèle standard de la cosmologie

La cosmologie a pour objet l'étude de l'Univers dans son ensemble, appréhendé comme un objet physique. Selon le principe cosmologique du modèle standard (Λ CDM pour Λ dominated Cold Dark Matter), l'Univers est en expansion, est pour 95 % sous forme non baryonique, et est, à très grande échelle, homogène et isotrope [22]. Un Univers de ce type est décrit par la métrique de Robertson-Walker :

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

dans le système de coordonnées (ct, r, θ, ϕ) où c est la vitesse de la lumière et k la courbure de l'Univers. L'évolution temporelle du facteur d'échelle $a(t)$ est régie par les équations de Friedmann [11] :

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) + \frac{\Lambda}{3} - \frac{kc^2}{a^2} \quad (2)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho(t) + \frac{3p(t)}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3} \quad (3)$$

où $H(t)$ est le paramètre d'Hubble, $\rho(t)$ la densité du contenu de l'Univers, $p(t)$ la pression, G la constante gravitationnelle et Λ la constante cosmologique. L'équation (2) nous permet de définir une densité critique $\rho_c(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G}$ qui correspond au cas d'un Univers plat ($k = 0$), sans constante cosmologique. On utilise cette valeur pour quantifier les diverses contributions au contenu de l'Univers en posant $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$ où $i \equiv$ baryons, matière noire, radiation, Λ , courbure. On a alors $\Omega_b + \Omega_{CDM} + \Omega_r + \Omega_\Lambda - \Omega_k = 1$. Le satellite Planck a mesuré, dans le cadre du modèle Λ CDM :

$$\Omega_b h^2 = 0.02205 \pm 0.00028 \quad \Omega_\Lambda = 0.685_{-0.016}^{+0.018} \quad \Omega_{CDM} = 0.1199 \pm 0.0027 \quad (4)$$

avec h le paramètre d'Hubble normalisé : $h = \frac{H_0}{100} [km^{-1}.s.Mpc] = 0.673 [km^{-1}.s.Mpc]$. Ces valeurs ont été calculées à partir des données Planck, WMAP pour la polarisation, ACT et SPT pour la très haute résolution et des BAO [24].

2.2 Le fond diffus extragalactique infrarouge (CIB)

L'Univers extérieur à notre Galaxie est baigné de nombreux rayonnements, dont le principal est observable dans le domaine des ondes radio centimétriques et millimétriques : le fond diffus cosmologique (CMB) produit par un corps noir à 2.726 K et découvert en 1965 par Penzias et Wilson [23]. Le CMB, empreinte de l'Univers âgé d'environ 380 000 ans, nous renseigne sur l'état de l'Univers

primordial, sur son contenu, ainsi que sur certains processus physiques ultérieurs, comme la reionisation ou la formation des amas de galaxies. Un autre rayonnement d'importance cosmologique a été découvert en 1996, dans les données du satellite COBE [25]. Dans le domaine de l'infrarouge lointain ($200 \mu m$), le rayonnement de fond des galaxies, ou fond diffus extragalactique infrarouge (CIB pour Cosmic Infrared Background), est environ 200 fois moins intense que le fond cosmologique. Cette détection a constitué une grande surprise à cause de la grande intensité relative de l'infrarouge lointain par rapport à la partie visible émise directement par les étoiles. Ce fond diffus a pour origine l'émission de toutes les galaxies depuis leur formation, et intègre ainsi toute leur histoire. La figure (4) représente de manière schématique les différentes contributions des fonds diffus cosmologiques dans l'Univers.

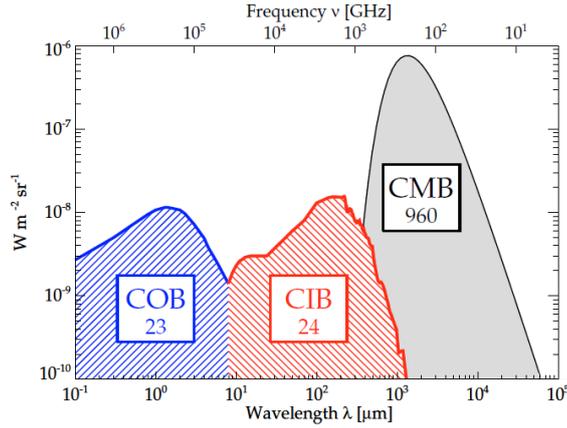


FIGURE 1 – Représentation schématique des SEDs des fonds diffus les plus importants dans l'Univers (en intensité), et leur brillance approximative (encadrés) en $W.m^{-2}.sr^{-1}$. De gauche à droite : le fond cosmique optique (COB), le fond cosmique infrarouge (CIB), le fond cosmique micro-ondes (CMB). L'ensemble de ces fonds constitue l'essentiel du contenu électromagnétique de l'Univers actuel, largement dominé par le CMB (environ 95% de l'énergie totale). D'après [9].

Le CMB, présenté figure (2), diffère du CIB par l'époque concernée : le CMB concerne l'Univers jeune (380 000 ans), diffus et très homogène tandis que le CIB se rapporte à l'Univers plus vieux (de 0,4 à 13 milliards d'années) et déjà composé de structures, comme des proto-amas et galaxies non résolus par nos moyens d'observation.

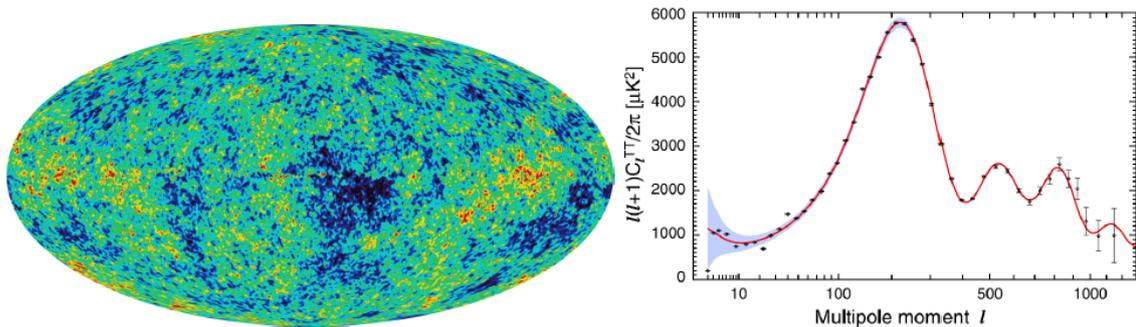


FIGURE 2 – Gauche : Anisotropies du CMB observées par Planck. Les fluctuations de température $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$ correspondent à des régions de densité légèrement différentes, qui donneront naissance par la suite à toutes les structures que nous observons aujourd'hui. Elles sont dues, entre autres, aux oscillations acoustiques des baryons (BAO), antérieures à la recombinaison. Droite : Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB en fonction du multipôle l . [ESA & Collaboration Planck].

Modèle hiérarchique

Le modèle de formation des structures le plus communément admis est le modèle hiérarchique, selon lequel les halos et galaxies, relativement petits au début, fusionnent puis forment des systèmes de plus en plus massifs avec le temps. Les surdensités de matière ont pu croître par effondrement gravitationnel pour former de grandes concentrations de matière (appelées halos) qui, plus tard, deviendront les structures de l'Univers – galaxies et amas de galaxies. Les halos sont dominés par la matière noire, dont le potentiel provoque l'effondrement de la matière ordinaire (un gaz de baryons), qui se condense et se refroidit pour former des étoiles, puis des galaxies qui formeront des amas de galaxies.

2.3 K-correction négative

La clé de voûte qui rend les observations submillimétriques de galaxies distantes intéressantes est la capacité d'échantillonner leur SEDs sur une gamme de longueurs d'onde sur laquelle elle est une fonction croissante de la fréquence. Comme le montre la figure (3), les galaxies distantes sont observées à une longueur d'onde au repos plus proche du pic de leur SED. Il y a donc une forte K-correction négative, qui permet d'observer dans le submillimétrique les galaxies à haut redshift relativement facilement, comparé à leur contre-parties à bas redshift. L'émission attendue pour une galaxie à haut redshift aux longueurs d'onde millimétriques est principalement celle de la poussière thermique avec un spectre de corps noir modifié. Aujourd'hui, le pic du spectre est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Ainsi, lorsqu'on observe ces galaxies, la dilution du flux lié à leur éloignement est compensé par le fait qu'on a accès au pic d'émission : au final, la densité de flux est quasiment constante. Cet effet est sensible à des longueurs d'onde supérieures à $250 \mu m$. La densité de flux des galaxies à $z > 1$ cesse de décroître en raison inverse du carré de la distance et reste à peu près constante avec le redshift qui augmente. Pour plus de détails, on pourra se reporter à [4].

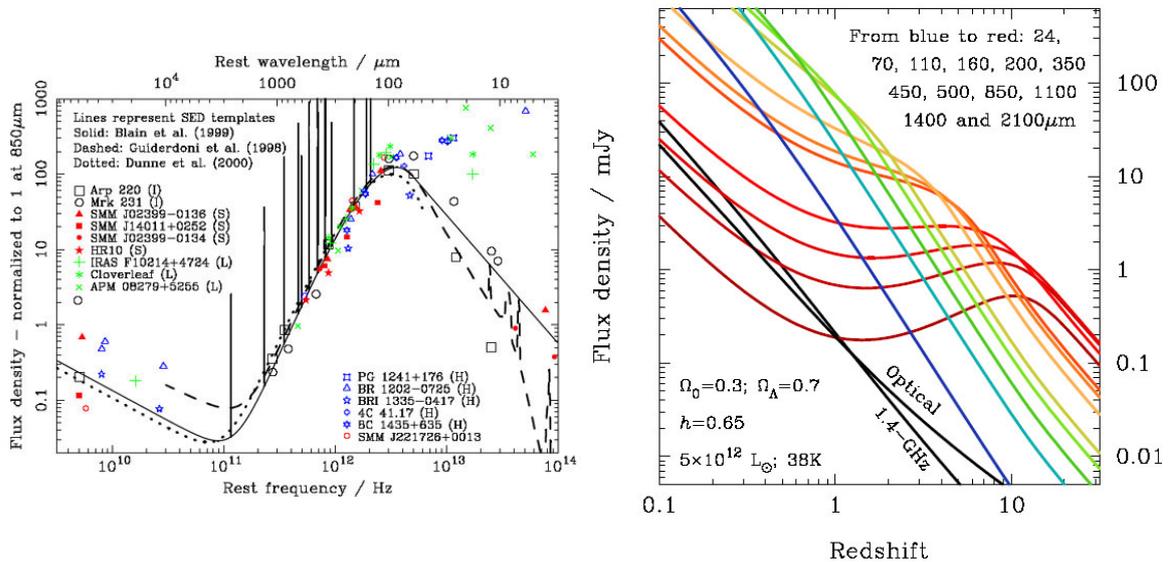


FIGURE 3 – a) Différentes SEDs de galaxies observées dans le référentiel au repos, des longueurs d'onde radio au proche infrarouge. Sont inclus deux exemples de galaxies les plus lumineuses à bas redshift détectées par IRAS. b) Densité de flux prévue pour une galaxie poussiéreuse en fonction du redshift dans plusieurs fenêtres atmosphériques submillimétriques, et à plus courtes longueurs d'onde, qui seront sondées par des missions spatiales à venir. On note l'importance de la K-correction dans les bandes millimétriques et submillimétriques pour $\lambda > 250 \mu m$, qui conduit à une densité de flux quasiment indépendante du redshift [5].

À l'émission de ces sources à haut redshift ($z \sim 1 - 4$) se superposent d'autres signaux astrophysiques tels que les fluctuations du CIB, les anisotropies du CMB et le fond galactique, ayant chacun

une distribution d'énergie spectrale différente. On comprend donc que détecter des candidats haut redshift faibles nécessite de les distinguer de ces contributions, ce qui implique une couverture en longueurs d'onde s'étendant du submillimétrique au millimétrique. C'est ce que permet de réaliser Planck/HFI, avec une couverture spectrale allant de 3 mm à 350 μm . HFI se montre très efficace pour séparer les contributions galactiques des contributions extra-galactiques et du CMB. Il permet donc de rechercher les candidats haut z , en particulier lorsqu'il est combiné à IRAS (100 μm) [20]. La figure (4) permet de visualiser ces propos : les bandes de Planck/HFI sont pertinentes pour séparer l'émission en infrarouge lointain des ULIRGs (Ultra-Luminous InfraRed Galaxies) à haut z du CMB, des cirrus galactiques et du CIB.

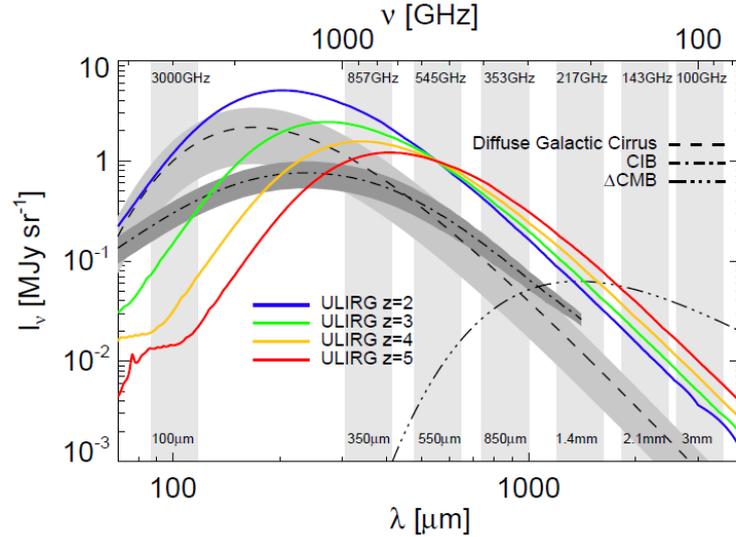


FIGURE 4 – Brillance de surface des principales contributions astrophysiques dans les domaines millimétrique et submillimétrique à haute latitude galactique : cirrus galactiques (poussière froide d'avant-plan de notre Galaxie), CIB donné par le modèle [2], anisotropies du CMB. Des SEDs d'ULIRGs sont représentées pour illustrer la méthode de sélection. Les régions grisées représentent les domaines à 2σ . [Planck Intermediate Paper].

2.4 Distribution des galaxies à haut redshift

Sélection des candidats proto-amas

Le choix des sources répond à plusieurs critères de sélection, les sources doivent :

- être des candidats proto-amas détectés par Planck ;
- avoir fait l'objet d'un suivi par Herschel ;
- avoir des flux dans le domaine millimétrique les plus grands possibles.

Les 5 sources observées en février 2014 correspondent à ces critères et le tableau (1) regroupe pour ces sources les trois valeurs de flux Herschel à 250, 350 et 500 μm , mises à disposition par H. Dole.

Les deux classes d'objets brillants à haut z en millimétrique et submillimétrique, avec des densités de flux supérieures à quelques centaines de mJy à 500 μm - les amas de galaxies et les lentilles gravitationnelles - sont relativement rares sur le ciel. D'après [19],[18] la densité de surface des sources plus brillantes que 300 mJy à 500 μm est de :

- 10^{-2} deg^{-2} pour les galaxies avec une forte lentille gravitationnelle ;
- $3 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2}$ pour les AGN ;
- 10^{-1} deg^{-2} pour les galaxies de type tardif à un redshift moyen.

D'autres modèles [21],[14],[2],[12] prédisent des tendances similaires. Ces densités de surface montrent que des relevés, même peu profonds, sont intéressants dans l'optique de recherche de sources à haut z , pourvu que ces relevés couvrent de grandes portions du ciel.

Des suivis de ces objets rares peuvent fournir des contraintes sur un grand nombre de questions ouvertes dans le domaine des hauts redshifts, de la dynamique du milieu interstellaire dans les galaxies à formation d'étoiles [27] aux mécanismes de formation des structures [17].

TABLE 1 – Flux des sources observées par Herschel. D'après David Guéry, IAS [Dole et al., 2014, in prep.]

Source	$F_{250}[mJy]$	$F_{350}[mJy]$	$F_{500}[mJy]$
PHZG006p61	37.18 ± 10.60	37.11 ± 10.01	28.47 ± 11.7
PHZG322p62	27.59 ± 10.69	50.62 ± 9.77	44.54 ± 11.86
PHZG191p62	38.52 ± 10.56	51.29 ± 9.85	39.18 ± 11.57
PHZG198p67	53.63 ± 10.94	82.86 ± 10.21	77.56 ± 13.04
PHZG325p63	85.58 ± 10.62	81.87 ± 9.88	39.31 ± 12.00

3 Observation et analyse des données

3.1 Sélection des sources

Motivation des observations NIKA (Néel IRAM KIDs Array)

La preuve et l'identification définitives de regroupements à haut z réels nécessitera des mesures de redshifts spectroscopiques. D'ici là, de bons redshifts photométriques sont cruciaux afin d'identifier les meilleurs candidats. L'instrument SPIRE installé sur le télescope spatial Herschel fournit trois bandes submillimétriques (250, 350 et 500 μm). Cependant, leur précision est limitée par la résolution angulaire (18, 26 et 36 ") et par l'étroitesse du domaine de longueurs d'onde couvert. C'est dans ce contexte que NIKA apporte des améliorations avec ses deux bandes d'observations à 1.25 et 2.14 mm qui étendent le domaine de longueurs d'onde échantillonné. Sa meilleure résolution angulaire (12 " à 1.25 mm) permet d'éliminer les mauvais candidats, dus à la limite de confusion de SPIRE, supérieure à celle de NIKA. Le tableau (2) présente les longueurs d'onde utilisées dans le cadre de ce travail.

TABLE 2 – Fréquences observées par Herschel/SPIRE et NIKA

Longueur d'onde (μm)	Fréquence (GHz)	Instrument
250	1200	Herschel
350	857	Herschel
500	600	Herschel
1250	240	NIKA
2143	140	NIKA

3.2 Observations

L'astronomie millimétrique utilise principalement des bolomètres⁵. Cependant, les KIDs (Kinetic Inductance Detectors), dont le développement est très récent, se montrent très compétitifs. Afin d'évaluer le potentiel de cette technologie naissante que sont les KIDs, un instrument prototype optimisé pour la fenêtre atmosphérique à 2 mm, baptisé NIKA (Néel IRAM KIDs Array), a été construit par l'Institut Néel et le LPSC. Cette caméra a été testée à l'antenne de 30 m de l'IRAM (Institut de Radio-Astronomie millimétrique) installée au Pico Veleta, en Espagne, en octobre 2009. Elle a été utilisée pour imager des sources astrophysiques et évaluer ses performances, ce qui a donné lieu à différents articles [16], [15], [7]. La caméra NIKA a été acceptée comme instrument permanent du télescope de 30 m de l'IRAM en 2013 et deux campagnes d'observation par an sont menées. Actuellement, la caméra NIKA2 est en cours de réalisation pour une installation en janvier 2015, et opérationnelle en 2016. Elle comportera une matrice plus grande (1930 pixels pour la matrice à 1.25 mm et de 1020 pixels pour la matrice à 2.14 mm).

Principe des KIDs

Dans les solides à basse température, il existe une interaction attractive entre les électrons due à l'échange de phonons. Ainsi, des paires de Cooper peuvent se former. Elles sont responsables de la supraconductivité⁶ des matériaux. Si un photon incident sur une ligne supraconductrice a suffisamment d'énergie, il peut casser une paire de Cooper en étant absorbé. Les quasi-particules ainsi créées entraînent la modification de l'équilibre des porteurs de charges. Les KIDs sont des résonateurs basés

5. L'énergie des photons incidents est absorbée et convertie en chaleur dans un absorbeur, lequel est couplé à un thermomètre, ce qui permet de mesurer la puissance optique reçue. On compte également parmi les détecteurs traditionnels à basse température les photoconducteurs, les calorimètres magnétiques, les jonctions tunnels supraconductrices et les senseurs à transition supraconductrice.

6. La théorie BCS (Bardeen Cooper Schrieffer) donne une description complète de la supraconductivité.

sur ce principe. Ils forment des circuits RLC en couplant une ligne supraconductrice avec une capacité. La partie capacitive $C(\epsilon)$ dépend de la permittivité du matériau et la partie inductive se divise en un terme géométrique L_g et un terme cinétique L_k . La fréquence de résonance des KIDs est donnée par

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_k + L_g)C(\epsilon)}}. \quad (5)$$

Lorsqu'un KID absorbe des photons, la fréquence de résonance varie d'une quantité proportionnelle à la variation de la partie cinétique : $\delta f_0 = -\frac{Cf_0^3}{2}\delta L_k$. Par ailleurs, Swenson [26] a montré que δL_k est proportionnel au nombre de quasi-particules créées, lequel est directement proportionnel à la puissance optique reçue. La quantité δf_0 est donc une grandeur pertinente pour mesurer la puissance optique : $\delta f_0 \propto \delta P_{opt}$.

La fabrication des KIDs est relativement simple. De l'aluminium (40 nm) est déposé sur un substrat de silicium (270 μm). La structure finale est obtenue par lithographie UV. Les KIDs sont disposés en matrices et couplés sur la même ligne de transmission : c'est le principe du multiplexage, qui consiste à transmettre plusieurs signaux dans un même canal de transmission en allouant une bande de fréquence à chaque pixel [6]. Les résonances doivent donc être suffisamment séparées afin d'éviter les chevauchements, dus à la dispersion de fabrication. La figure (5.b) représente la structure d'un résonateur KID et l'amplitude de la ligne en fonction de la fréquence (5.c). Chaque résonance correspond à un détecteur.

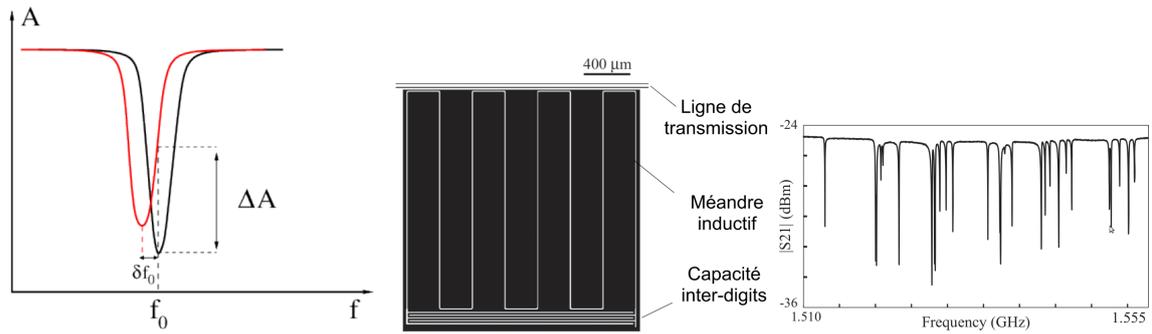


FIGURE 5 – a) Amplitude avec (rouge) et sans (noir) illumination en fonction de la fréquence injectée. b) Un résonateur KID [3]. c) Amplitude de la ligne de transmission en fonction de la fréquence injectée. Chaque résonance correspond à un KID qui est couplé avec la ligne [16].

Lorsque le KID reçoit une puissance optique non nulle, sa fréquence de résonance varie. La figure (5.a) montre l'amplitude de la fonction de transfert en fonction de la fréquence injectée pour deux fréquences de résonance : sans illumination en noir, et sous illumination en rouge. L'utilisation des KIDs se fait en injectant la fréquence d'entrée f proche de la fréquence de résonance. Lors de l'illumination du KID, le décalage δf_0 génère une variation de l'amplitude et de la phase, à partir desquels la puissance optique peut être déterminée.

Les instruments utilisant des détecteurs traditionnels (bolomètres, jonctions tunnels...) sont limités par le nombre de pixels. En effet, la fabrication de grandes matrices n'est pas compatible à la fois avec une grande vitesse de lecture et une grande sensibilité. Les KIDs sont très intéressants de ce point de vue, simples à fabriquer et compatibles avec le multiplexage. De plus, la physique des paires de Cooper nécessite l'utilisation de la cryogénie. Cette technique requiert un câblage limité, ce que permet le multiplexage. Les KIDs sont constitués de supraconducteurs qui fonctionnent à 100 mK. Ils sont refroidis par un système de dilution $^3He - ^4He$.

La caméra NIKA

La caméra NIKA est un instrument pionnier dédié à l'astronomie millimétrique. En 2009, elle a été la première caméra utilisant la technologie des KIDs à observer sur le ciel et est installée comme instrument permanent au plan focal de l'antenne de 30 m de l'IRAM. NIKA est une caméra bi-bande à 1.25 et 2.14 mm composée de 356 détecteurs de type KID. NIKA2 devrait comporter 5000 détecteurs répartis sur des matrices de 1000 et 2000 pixels, comme présenté sur la figure (8). Les KIDs nécessitent une température très basse (100 mK), permise par un cryostat de dilution. La caméra NIKA2, évolution de NIKA, sera commissionnée en 2015. Le cryostat de NIKA est représenté sur la figure (6) et celui de NIKA2 sur la figure (7).

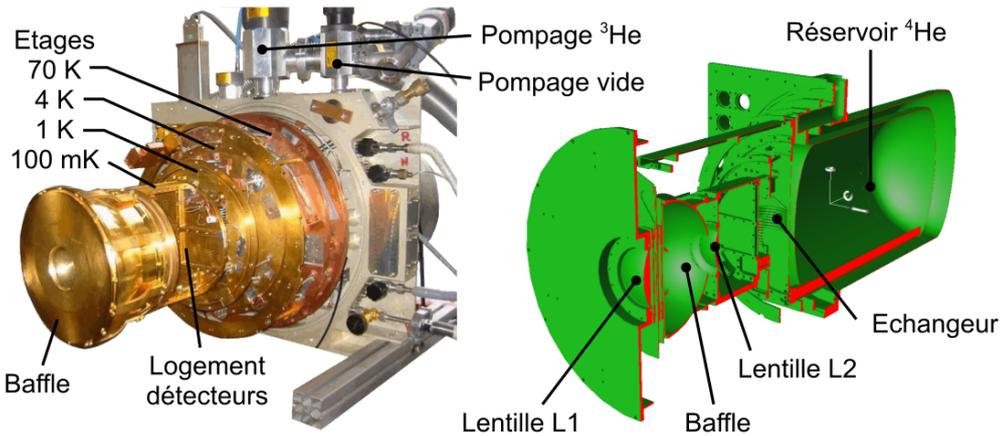


FIGURE 6 – Cryostat de NIKA. Extrait de [3].

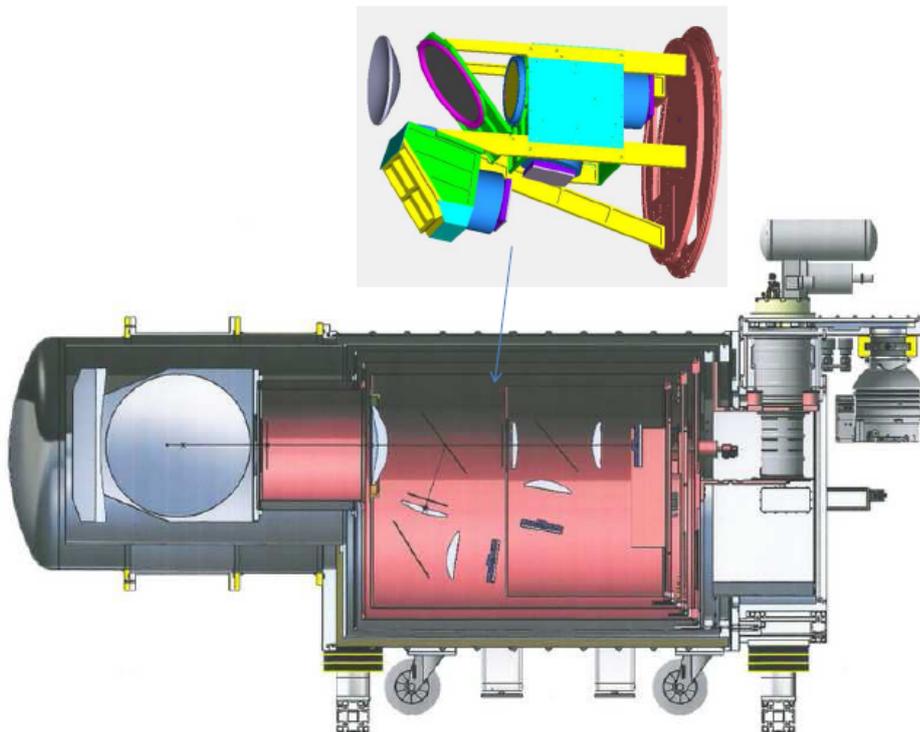


FIGURE 7 – Cryostat de NIKA2 réalisé à l'Institut Néel.

Le tableau (3) résume les caractéristiques de NIKA et NIKA2 et montre l'évolution des performances.

TABLE 3 – Caractéristiques de NIKA et spécifications pour NIKA2.

Longueur d'onde	NIKA		NIKA2	
	1.25 mm	2.14 mm	1.25 mm	2.14 mm
Résolution (")	13	18	10	16
Sensibilité ($mJy.s^{0.5}$)	40	14	15	10
Nombre de pixels	224	132	1930	1020
FOV (')	1.8		6.5	
Refroidissement	100 mK		100 mK	

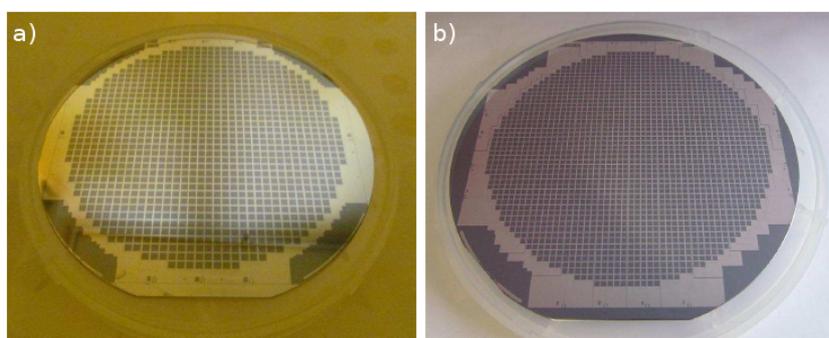


FIGURE 8 – Matrices fabriquées à l'Institut Néel pour NIKA2. a) Matrice de 1020 KIDs pour la bande à 2.14 mm. b) Matrice de 1930 KIDs pour la bande à 1.25 mm.

Stratégies d'observation

Deux stratégies d'observation ont été mises en place.

- Les scans en Lissajous (dont un exemple est donné figure (9)) présentent l'avantage de maximiser le temps d'observation dans la source.
- Les scans OTF (figure (10)) permettent d'observer des régions plus étendues mais n'optimisent pas le temps passé sur la source.

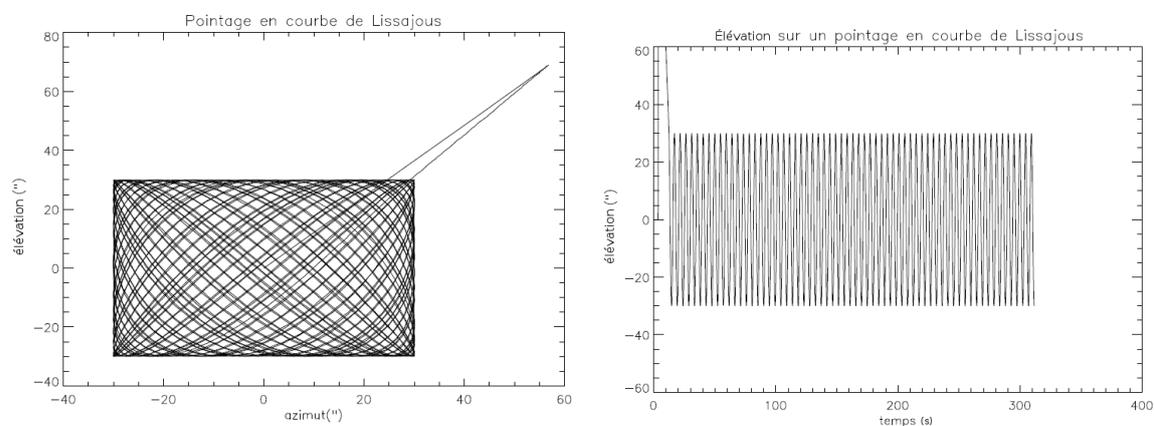


FIGURE 9 – Scan de Lissajous : couverture du centre optimisée. Gauche - Pointage sur le ciel. Droite - Élévation au cours de l'acquisition.

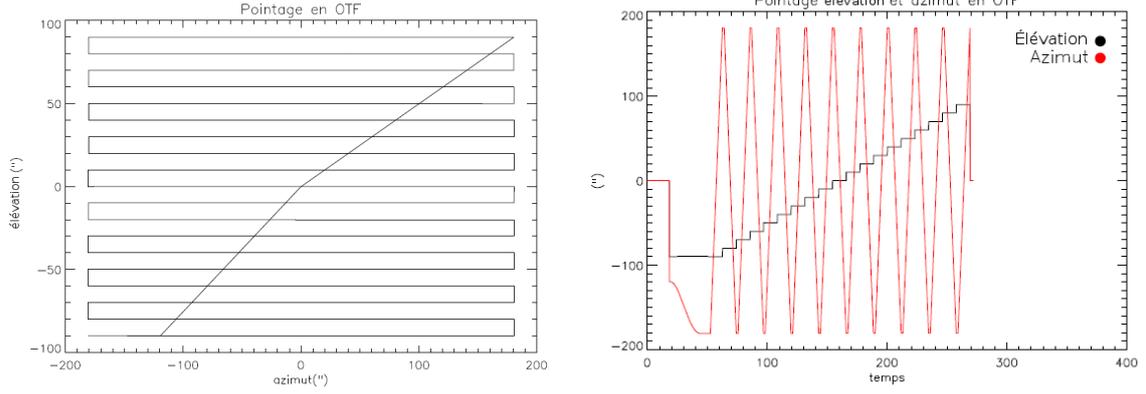


FIGURE 10 – Scan OTF. Gauche - Pointage sur le ciel. Droite - Élévation et azimut au cours de l’acquisition.

3.3 Réduction des données

Le pipeline (chaîne de réduction des données) est codé en IDL. Ses principales étapes sont décrites dans [7]. À partir des données observationnelles, le pipeline permet, entre autres, d’obtenir des cartes de flux, de rapport signal à bruit et de bruit. Les données brutes sont entachées de parasites qu’il faut corriger : le bruit atmosphérique et le bruit électronique.

Les données ordonnées en temps (TOI pour Time Ordered Information) représentées figure (11) montrent le flux vu par 3 KIDs au cours d’un scan (scan OTF sur Uranus par beau temps). Les pics en intensité correspondent au passage des détecteurs sur la source.

On estime le bruit corrélé entre détecteurs (atmosphérique + électronique) par la moyenne pondérée des TOIs d’un groupe de détecteurs. Le poids d’un détecteur est nul lorsqu’il est sur la source.

Estimation du mode commun (panneau gauche de la figure (12))

Estimer le mode commun, c’est-à-dire le bruit atmosphérique et la moyenne de tous les détecteurs, nécessite de prendre en compte tous les détecteurs. Si le nombre de détecteurs dans le groupe est grand (par exemple tous les détecteurs d’une même matrice), il y aura toujours des détecteurs hors de la source qui estiment l’atmosphère. Par contre on ne tient pas compte des différences de bruit corrélé par bloc d’électronique puisqu’on considère que tous les détecteurs ont un bruit corrélé identique. Cette opération permet de récupérer les grandes échelles, au prix d’un bruit plus important.

Estimation du bruit électronique corrélé (panneau droit de la figure (12))

Dans le cas où l’on considère un petit nombre de détecteurs (par exemple un bloc d’électronique), ceux-ci n’occupent pas tout le plan focal. On ne peut donc pas considérer des grandes sources car il va arriver un moment où tous les détecteurs seront sur la source et l’atmosphère ne pourra pas être estimée. Par contre, le bruit étant identique pour tout ces détecteurs, les corrélations sont vraiment bien soustraites, ce qui donne une meilleure sensibilité. On peut estimer le bruit électronique seulement si la source est ponctuelle ou assez peu étendue. Dans le cas contraire, tous les KIDs « voient » la source.

Le bruit corrélé d’un détecteur k s’exprime à partir de différentes contributions, l’atmosphère A , l’électronique E , le bruit corrélé B_k , la source S_k et du bruit blanc N_k par

$$d_k(t) = A(t) + E(t) + B_k(t) + S_k(t) + N_k(t). \quad (6)$$

où S est fonction d’une matrice de pointage P_k qui vaut 1 lorsque le détecteur k se trouve dans le plan focal au point x au temps t , et 0 sinon : $S_k(t) = (P_k(x, y, t)S(x, y))_k(t)$.

L'estimation du mode commun normalisée est alors

$$\tilde{A}(t) = \frac{\sum_k w_k(t) d_k(t)}{\sum_k w_k(t)}. \quad (7)$$

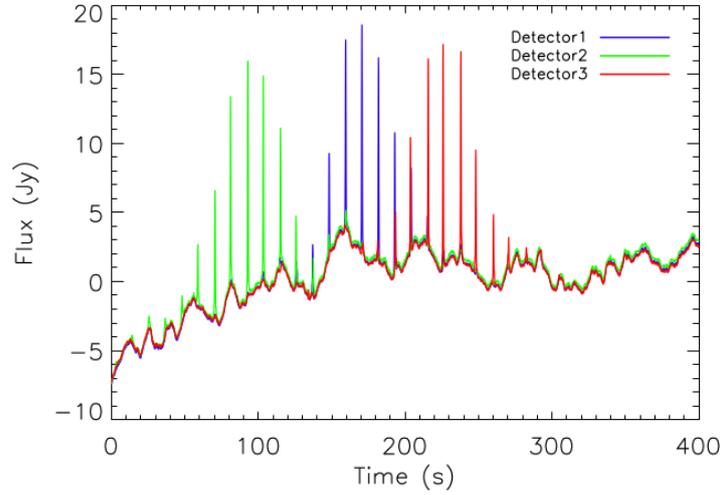


FIGURE 11 – Flux enregistré par 3 KIDs au cours d'un scan.

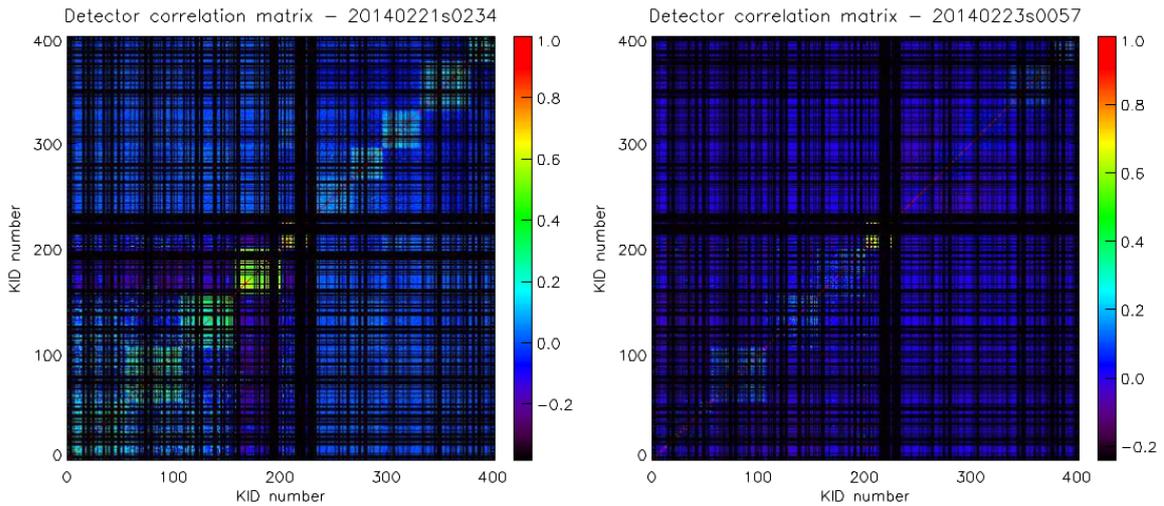


FIGURE 12 – Matrices de corrélation. Les KIDs n° 1 à 224 correspondent à la matrice à 1.25 mm, les KIDs n° 225 à 357 correspondent à la matrice à 1.25 mm. Gauche : Seuls les modes communs sont décorrélés : atmosphère et moyenne de tous les détecteurs. Le bruit électronique des blocs demeure. Droite : Décorrélation par blocs.

3.3.1 Données de pointage incomplètes

Pour les sources sur lesquelles j'ai travaillé, on dispose d'un temps d'intégration obtenu par de multiples scans, de durée égale. Après avoir appliqué cette réduction des données standard à ces 5 sources, j'ai repéré plusieurs scans qui n'étaient pas compatibles avec le pipeline. J'ai alors codé un script IDL me permettant de procéder à une inspection visuelle des scans défectueux dans le but d'identifier la source du problème : les données de pointage étaient incomplètes (dû à un dysfonctionnement lors de l'acquisition au télescope). Ce problème a pu être solutionné grâce à une routine d'interpolation implémentée par Nicolas Ponthieu, basée sur le fait que lors des scans Lissajous, les

déplacements en élévation et azimut suivent une sinusoïde, comme l'illustre la figure (13). D'autres problèmes sont liés aux erreurs systématiques dues aux courbes de Lissajous. À l'avenir, d'autres courbes seront envisagées.

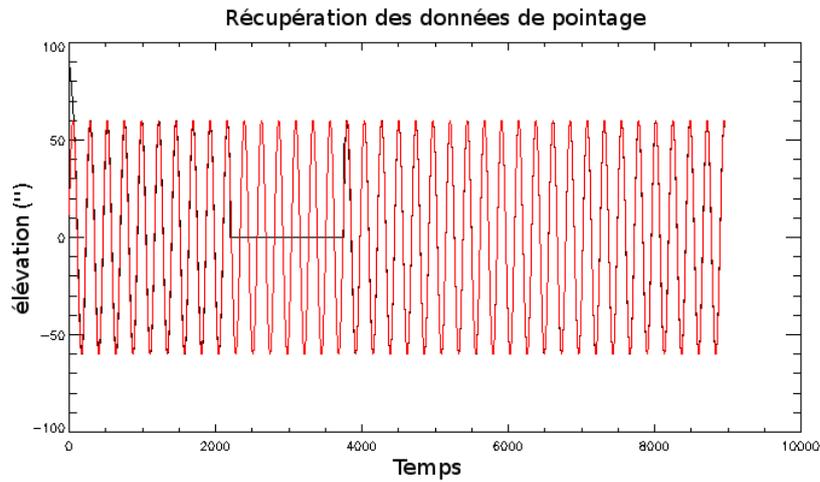


FIGURE 13 – L'incomplétude dans les données de pointage (trait noir) est comblée par interpolation par une routine IDL (trait rouge). En ordonnée est portée l'élévation, en abscisse on a représenté le temps. La sinusoïde est typique d'une acquisition suivant une courbe de Lissajous.

3.3.2 Décorrélation

Afin de me familiariser avec l'utilisation de ce pipeline amélioré, je l'ai appliqué sur une source ponctuelle parfaitement détectée, représentée sur la figure (14). La source étant ponctuelle, le signal que l'on visualise correspond directement au lobe instrumental. Dans un tel cas où la source est très bien détectée, le flux est très supérieur au bruit, présenté sur la figure (16). Sur la figure (15) on peut voir le rapport signal sur bruit qui en découle. On remarque que la sensibilité est meilleure à 2.14 mm qu'à 1.25 mm.

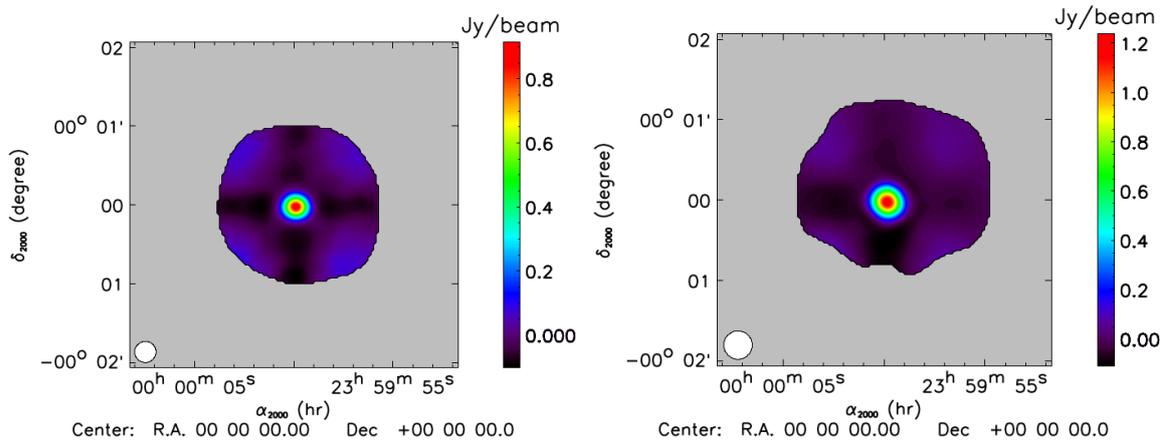


FIGURE 14 – Cartes de flux d'une source ponctuelle à 1.25 mm (à gauche) et 2.14 mm (à droite).

J'ai ensuite appliqué le même traitement aux 5 sources de la campagne d'observation de février 2014. Ces 5 sources ont été observées pendant des temps d'intégration différents, résumés dans le tableau (4).

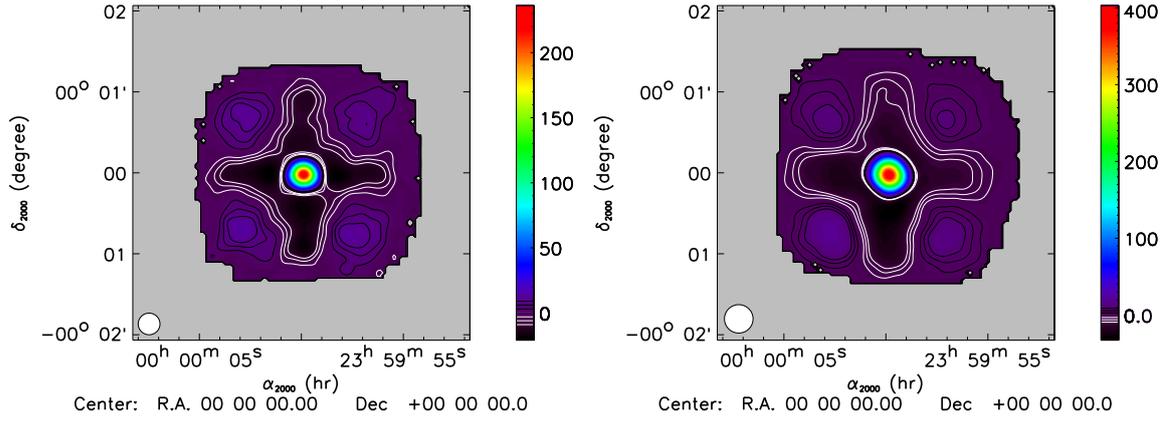


FIGURE 15 – Cartes de rapport signal sur bruit pour les deux cartes de flux précédentes (figure (14)).

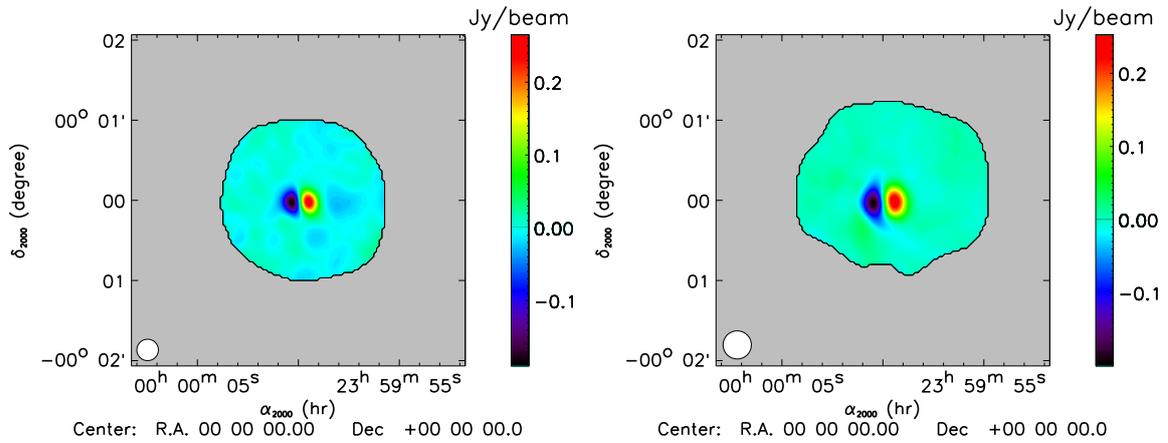


FIGURE 16 – Cartes de bruit pour les deux cartes de flux précédentes (figure (14)).

TABLE 4 – Temps d'intégration pour les 5 sources observées.

Source	Temps d'intégration (s)
PHZG006p61	10780
PHZG322p62	6160
PHZG191p62	4620
PHZG198p67	4312
PHZG325p63	3388

Dans un souci de lisibilité, je me cantonnerai ici à la source observée le plus longtemps (3h) : PHZG006p61, les résultats pour les 4 autres sources étant en annexe (A.3). La figure (17) présente les flux de cette source à 1.25 et 2.14 mm : on note non seulement l'absence de détection, mais aussi la présence d'un effet autre que le bruit auquel on s'attendrait (représenté sur la carte « Jack-knife » (19)). Il s'agit d'erreurs systématiques, lesquelles sont dominantes. On a pu déduire que ces systématiques proviennent du système d'acquisition des données, en courbe de Lissajous.

J'ai alors tenté différents filtrages afin de s'affranchir de ces systématiques :

- un filtrage en Fourier qui agit comme un filtre passe-haut : au moyen d'un terme sinusoïdal, toutes les échelles temporelles supérieures à 30 secondes sont coupées ;
- une décorrélation des données en soustrayant les données les plus corrélées entre elles.

Dans les deux cas, on applique également l'optimisation du bruit électronique détaillée précédem-

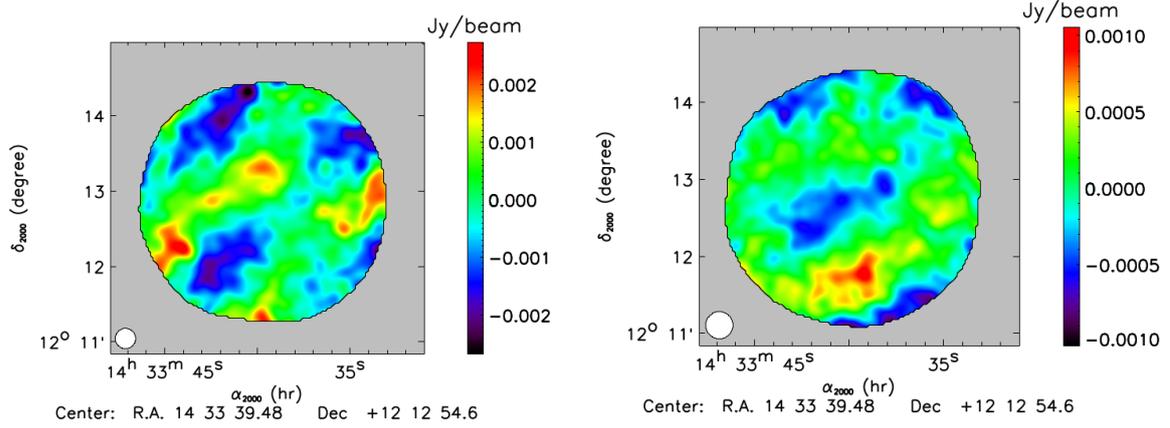


FIGURE 17 – Cartes de flux à 1.25 mm (gauche) et 2.14 mm (droite) pour la source PHZG006p61.

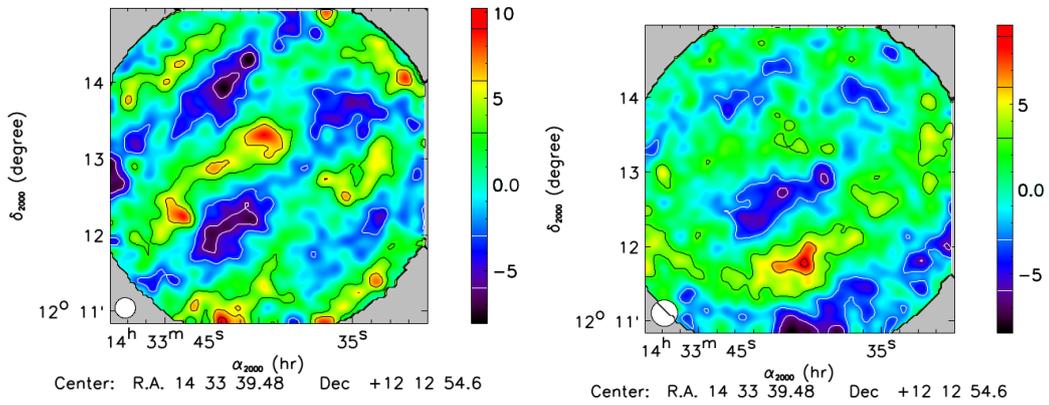


FIGURE 18 – Cartes de rapport signal sur bruit à 1.25 mm (gauche) et 2.14 mm (droite) pour la source PHZG006p61.

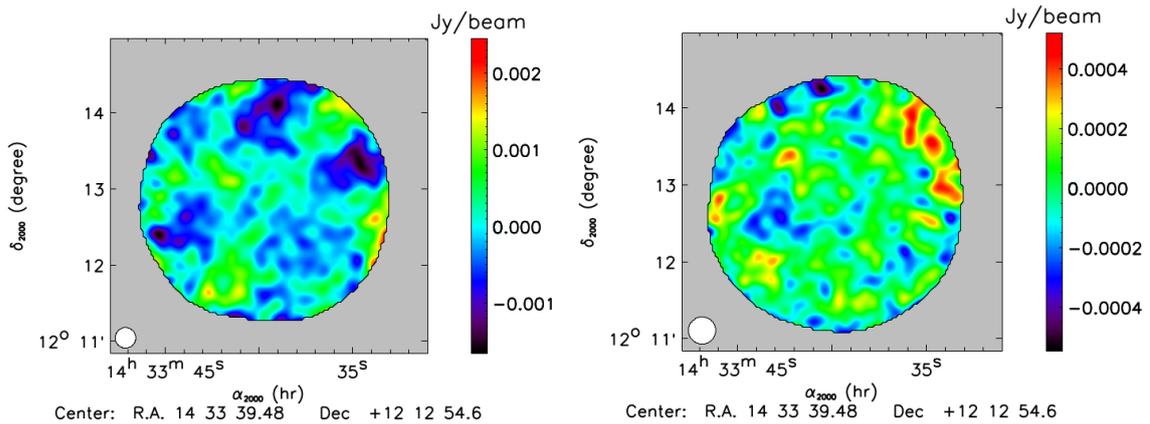


FIGURE 19 – Cartes de bruit à 1.25 mm (gauche) et 2.14 mm (droite) pour la source PHZG006p61.

ment.

Les résultats sont présentés sur la figure (20), qui montre la différence entre un traitement avec et sans filtre. L'utilisation d'un filtre permet de réduire l'incertitude et donc d'avoir une limite supérieure en flux plus précise, mais elle implique aussi une perte de flux général, qu'il faut estimer et corriger.

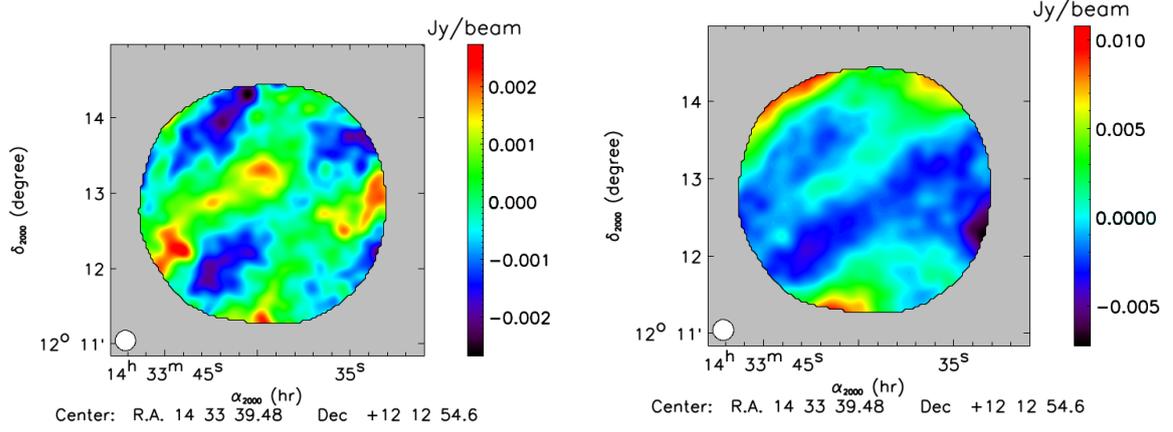


FIGURE 20 – Cartes de flux pour la source PHZG006p61. Gauche - Traitement avec filtrage de Fourier et décorrélation. Droite - Traitement sans filtrage ni décorrélation. Il n’y a pas de détection, mais la barre d’erreur est moins grande avec les filtres.

Malgré les différents traitements testés, il s’avère qu’il n’y a pas de détection. Cependant, il est intéressant de définir des « upper limits » sur les flux des sources pointées. Ces non-détections peuvent provenir d’une erreur de pointage ou plus probablement d’un flux erroné d’un facteur deux dans les mesures d’Herschel.

Il faut noter que la bonne résolution d’Herschel ne laisse que peu de crédibilité à une éventuelle erreur de pointage, ce qui en revanche, serait possible avec Planck, dont la résolution est vingt fois moins bonne que celle de NIKA.

À l’avenir, on préférera utiliser des scans OTF plutôt que Lissajous car :

- Les scans en Lissajous, certes maximisent le temps d’observation de la source, mais sont entachés d’erreurs systématiques. En effet, de tels scans supposent des accélérations ininterrompues des moteurs. Le courant nécessaire génère un champ magnétique qui perturbe les détecteurs et qui se traduit par un signal parasite corrélé à l’élévation.
- Les scans OTF n’ont pas ce défaut puisqu’il s’agit de déplacements rectilignes. En outre, ils permettent d’observer des régions plus étendues. Par contre, pour les sources ponctuelles, les limites techniques imposent de scanner lentement (10 secondes pour 2’). Or il vaut mieux scanner rapidement pour éviter le bruit en $1/f$, important à basse fréquence.

Par ailleurs, pour ce qui est du temps perdu hors source, il est apparu que les sources observées sont réparties dans tout le champ, donc des scans OTF n’entraîneront pas de perte de sensibilité due à des observations hors source pendant une partie des scans.

3.4 Estimation des flux

Pour chaque source, le flux total est la somme du flux de chaque scan, noté s , pondérée par l’erreur σ_s :

$$F_m = \frac{\sum_s \omega_s F_s}{\sum_s \omega_s} \quad (8)$$

où

$$\omega_s = \frac{1}{\sigma_s^2}. \quad (9)$$

L’erreur sur le flux total se calcule comme suit :

$$\sigma_{F_m}^2 = \sum_s \left[\left(\frac{\partial F_m}{\partial F_s} \right)^2 \sigma_s^2 \right] = \sum_s \left[\left(\frac{\omega_s}{\sum_s \omega_s} \right)^2 \frac{1}{\omega_s} \right] = \sum_s \left[\frac{\omega_s}{(\sum_s \omega_s)^2} \right] = \frac{\sum_s \omega_s}{(\sum_s \omega_s)^2} = \frac{1}{\sum_s \omega_s} \quad (10)$$

et s'exprime donc :

$$\sigma_{F_m} = \frac{1}{\sqrt{\sum \omega_s}}. \quad (11)$$

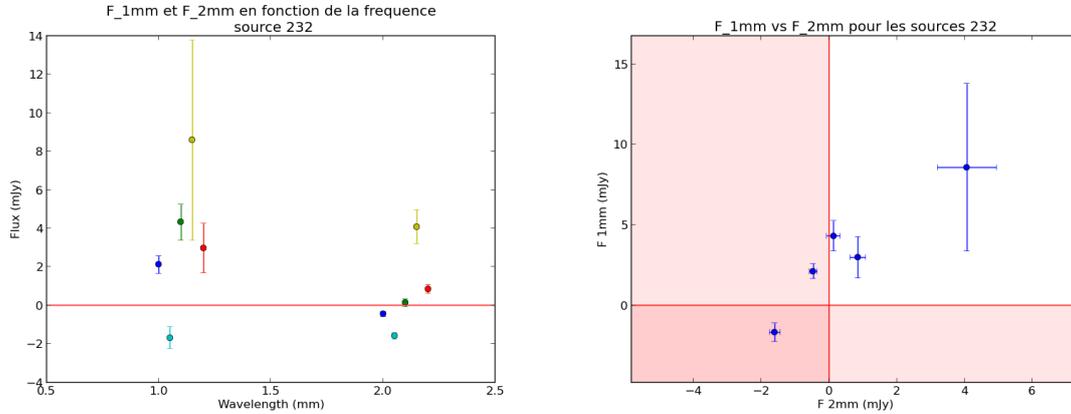


FIGURE 21 – Flux des 5 sources PHZG006p61, PHZG191p62, PHZG198p67, PHZG322p62, PHZG325p63 lors de la campagne d’observation de février 2014. Les barres d’erreur sont à 1σ . Gauche : Les sources ne sont pas détectées. Les sources sont décalées en fréquence dans l’unique but de faciliter la visualisation. Droite : Flux à 1.25 mm en fonction du flux à 2.14 mm pour les 5 sources.

Comme expliqué plus haut, les 5 sources ponctuelles n’ont pas été détectées, contrairement à ce que pourrait laisser penser la figure (21). En effet, on remarque des valeurs de flux négatives, ce qui, bien sûr, ne correspond à rien de réel. Par ailleurs, le fait que les barres d’erreur ne soient pas compatibles avec zéro est lié au systématiques. Dans le cas d’une source ponctuelle, ou bien de bruit blanc, on pourrait utiliser un ajustement gaussien. Or ici, on est dominé par les systématiques donc calcul de flux (11) est biaisé. On applique alors une méthode alternative afin de calculer les erreurs et qui consiste à :

- lisser la carte (par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 5 pixels) ;
- soustraire cette carte lissée à la carte initiale ;
- calculer le flux (compatible avec zéro) et les erreurs ;
- corriger de l’effet du filtrage : on applique les 3 points précédents sur une source connue et on déduit le facteur d’atténuation par comparaison des flux d’entrée et de sortie.

Par la suite, j’ai utilisé les flux et les erreurs à 2σ , constituant donc des limites supérieures, calculées par cette méthode et rassemblés dans le tableau (5).

TABLE 5 – « Upper limits » à 2σ sur les flux des sources observées par NIKA.

Source	$\delta F_{1.25}[mJy]$	$\delta F_{2.14}[mJy]$
PHZG006p61	0.60	0.20
PHZG322p62	4.70	1.70
PHZG191p62	0.70	0.35
PHZG198p67	1.26	0.35
PHZG325p63	1.60	0.40

4 Modèle empirique des sources infrarouge à haut redshift

4.1 Estimation des paramètres

Le but des simulations que j'ai effectuées est d'évaluer le redshift d'une source à partir des 5 mesures de flux disponibles, au moyen d'un ajustement par une loi de Planck modifiée, donnée par l'équation (15). La figure (22), générée par des scripts que j'ai codé en python, illustre ma démarche. Je génère 5 valeurs de flux avec une erreur de 10 %. Une méthode de minimisation du χ^2 permet d'ajuster une loi de corps noir modifiée sur ces valeurs et de fournir les trois paramètres intéressants que sont la température des poussières T_d , le paramètre d'émissivité β_d et le redshift z .

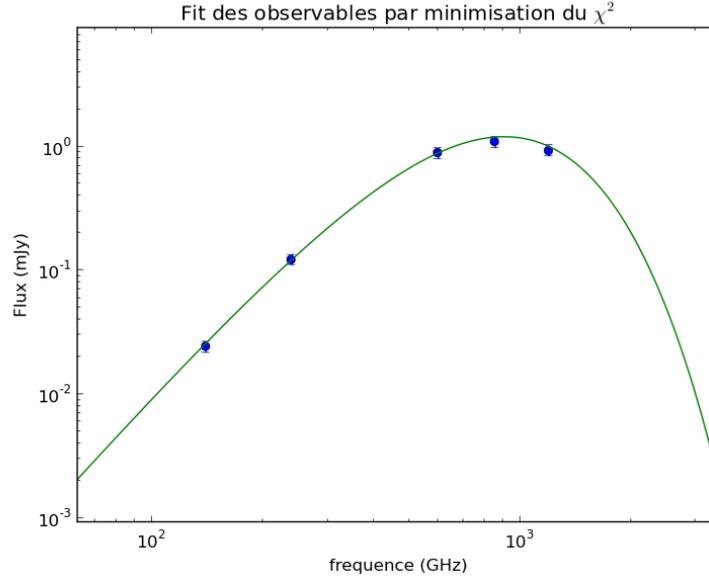


FIGURE 22 – Fit gaussien de 5 mesures de flux simulées, avec une erreur introduite de 10 %.

J'ai réalisé un ajustement en utilisant une méthode de maximum de vraisemblance avec une vraisemblance gaussienne :

$$\mathcal{L} = e^{-\chi^2/2} \quad (12)$$

où

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(d_i - m_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (13)$$

avec d les données et m le modèle.

Cette méthode permet de trouver les meilleurs paramètres d'ajustement (T_d, β_d, z) et leur erreur. Le meilleur ajustement est donné par le maximum de la fonction de vraisemblance et la barre d'erreur à 1σ correspond à l'intervalle à 68 % de probabilité.

4.2 Diagramme couleur-couleur

Une manière d'obtenir le redshift des sources est de calculer leur couleur⁷. En m'inspirant de [1], j'ai tracé la figure (23), sur laquelle j'ai simulé plusieurs sources, que j'ai superposées sur un fond de 4000 simulations de spectres de corps noir à une température de poussière unique T_d , modifiés par une émissivité fonction de la fréquence $\epsilon_\nu \propto \nu^\beta$.

7. La couleur est définie comme le rapport de deux flux à une fréquence donnée.

TABLE 6 – Résultats obtenus à partir de simulations. Deux paramètres sont fixés, le troisième est ajusté. La pente β_d est très bien contrainte.

input	Paramètres fixés	output
$T_d = 30$	$\beta = 1.5, z = 0$	$30.47^{+0.4}_{-0.5}$
$\beta = 1.5$	$T_d = 30, z = 1$	$1.51^{+0.0}_{-0.0}$
$z = 3$	$T_d = 30, \beta = 1.5$	$3.03^{+0.05}_{-0.04}$

La densité de flux est donnée par

$$f_\nu = \int I_\nu(\Omega)b(\Omega)d\Omega \quad (14)$$

où $b(\Omega)$ est le lobe instrumental.

Pour une source ponctuelle, on a $I_\nu(\Omega) = \delta(\Omega)\tilde{I}_\nu$ et la convolution du lobe avec la source ponctuelle est donc le lobe lui-même.

On obtient alors la densité de flux

$$f_\nu = \epsilon_\nu(\beta_d)I_\nu(T_d) \propto \frac{\nu^{3+\beta}}{\exp(\frac{h\nu}{kT_d}) - 1}. \quad (15)$$

Afin de générer ces modèles, j'ai considéré des gammes uniformes de température de poussière de $10 \leq T_d \leq 40$ K, de paramètre d'émissivité $1 \leq \beta_d \leq 2$, et de redshift $0 \leq z \leq 5$. Si on connaît relativement bien la plage de variations de T_d , celle de β_d en revanche est très mal connue et dépend entre autres de la composition du milieu. Pour notre Galaxie, $\beta_d = 1.6 \pm 0.2$, mais on ne peut pas extrapoler car la Voie lactée, trop calme, n'est pas une galaxie type.

Plus une source est à haut redshift, plus la probabilité qu'elle se trouve dans la partie gauche supérieure du diagramme est élevée. Les rapports de couleur sont basés sur les longueurs d'onde fournies par Herschel/SPIRE. La figure (24) suit exactement la même démarche mais pour les rapports de couleur basés sur les données de NIKA.

On voit que ces fréquences plus basses couvrent une zone différente de l'espace des paramètres, ce qui représente une des raisons d'être de cet instrument. Un autre intérêt, mentionné plus haut, étant sa très bonne résolution.

Il faut garder à l'esprit qu'il existe une dégénérescence partielle entre β_d et T_d , et surtout, une dégénérescence totale entre T_d et z . En effet, le redshift modifie la température d'un facteur $(1+z)$. Afin de lever cette dégénérescence, il faudrait considérer le paramètre $T_{d,emis} = T_{obs}(z=0)(1+z_{emis})$. Le pic de la SED est déterminé par le terme ν/T_d de l'exponentielle. Nous observons le spectre aujourd'hui, nous ne pouvons donc pas faire la distinction entre une source chaude à haut z et une source froide à bas z . Cependant, en supposant des priors raisonnables sur les paramètres libres du modèle de SED (β_d et T_d), il est possible d'estimer une distribution en redshift de nos sources. Au contraire, si on connaît les redshifts (via des mesures optiques par exemple) on en déduit les températures de poussière.

4.3 Ajustement des paramètres

Une autre façon d'estimer le redshift est d'avoir recours à une grille permettant d'échantillonner les 3 paramètres avec des pas suffisamment petits pour échantillonner de manière satisfaisante la gamme de paramètres la plus utile. La grille a l'inconvénient d'échantillonner tout l'espace des paramètres de manière uniforme.

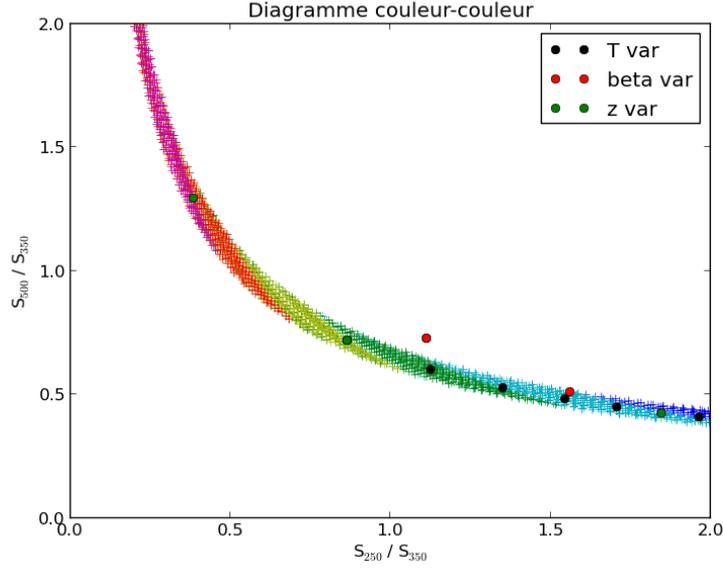


FIGURE 23 – Diagramme couleur-couleur pour les longueurs d’onde Herschel : S_{500}/S_{350} vs S_{250}/S_{350} . Les points représentent une simulation de quelques sources pour des paramètres variables sur une zone de paramètres Herschel. L’arrière-plan coloré indique le redshift moyen dans cet espace couleur-couleur pour 4000 modèles de SEDs.

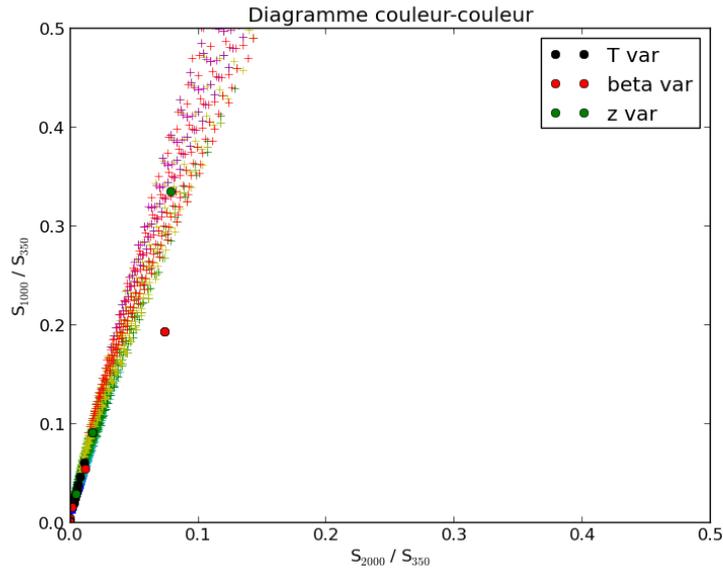


FIGURE 24 – Diagramme couleur-couleur pour les longueurs d’onde NIKA : S_{1000}/S_{350} vs S_{2000}/S_{350} . Simulation de quelques sources pour des paramètres variables sur une zone de paramètres NIKA.

La figure (25) qui en découle permet de visualiser l’espace des paramètres. Sur la diagonale, on retrouve la vraisemblance pour chacun des paramètres, en marginalisant sur les deux autres paramètres (détail en annexe (A.2) par le système d’équations (22)). Les graphes 2D de la partie inférieure sont des contours, sur deux paramètres et en marginalisant sur le troisième paramètre, (détail en annexe (A.2) par le système d’équations (23)).

Lorsqu'aucun paramètre n'est fixé (figure (25)), β_d est relativement bien contraint tandis que la dégénérescence de T_d et z apparaît clairement. Sur la figure (26), T_d est fixée, ce qui lève la dégénérescence et permet une bonne estimation du redshift. En revanche, fixer β_d (figure (??)), donc la pente du spectre, ne lève pas la dégénérescence. Les figures (28) et (29) mettent en évidence l'impact des fréquences échantillonnées sur la capacité à contraindre les paramètres : plus les fréquences échantillonnées englobent un large domaine spectral, meilleures sont les contraintes.

Théorème de Bayes et incertitudes sur les paramètres

Le théorème de Bayes nous renseigne sur la probabilité des données sachant un modèle par

$$P(m/d)P(d) = P(d/m)P(m) \quad (16)$$

où P est une probabilité, m le modèle et d les données.

Dans notre cas, le modèle m dépend de 3 paramètres : $m = m(T_d, \beta, z)$. $P(d) = 1$ car il s'agit de la probabilité d'avoir des données bonnes. $P(m)$ est la probabilité du modèle, donnée par les éventuels priors. Dans notre cas, sans priors, $P(m) = 1$. Enfin, la probabilité d'avoir des données sachant un modèle est la vraisemblance : $P(d/m) = \mathcal{L} = e^{-\chi^2/2}$.

On a donc finalement

$$P(m(T_d, \beta, z)/d) = \mathcal{L} = e^{-\chi^2/2}. \quad (17)$$

On en tire la probabilité sur un paramètre

$$P(T_d) = \iint P(m(T_d, \beta, z)/d) d\beta dz \quad (18)$$

et sur deux paramètres

$$P(T_d, \beta) = \iint P(T_d) dz. \quad (19)$$

Le jeu d'équations est donné en détail en annexe (A.2).

Cas où l'on fixe un paramètre

En fixant un paramètre (T_d ou z), ce qui suppose dans la réalité d'y avoir accès grâce à d'autres observations, on peut lever la dégénérescence entre T_d et z . Fixer β_d n'a aucun impact car ce paramètre modifie seulement la pente de la SED.

Importance des mesures de NIKA

Les figures (28) et (29) mettent en évidence l'importance de disposer de mesures de flux à des fréquences correspondant au pic du spectre, à la partie Rayleigh-Jeans (données par NIKA) et à la partie Wien. Le cas des données actuelles étant intermédiaire et donné sur la figure (26).

4.4 Dégénérescence

Le panneau droit de la figure (30) met en évidence les dégénérescences évoquées précédemment. Le paramètre β_d est le moins dégénéré des trois car une valeur différente se traduit par un changement de pente, illustré sur le panneau gauche de la figure (30).

La figure (30) montre en revanche la difficulté inhérente aux effets similaires d'une variation de redshift et de température de poussières. Élargir la gamme de fréquences mesurées est donc crucial afin de mieux contraindre la pente. Les mesures de NIKA à 140 et 240 GHz sont donc très importantes. La figure (22) permet de visualiser les 5 fréquences mesurées.

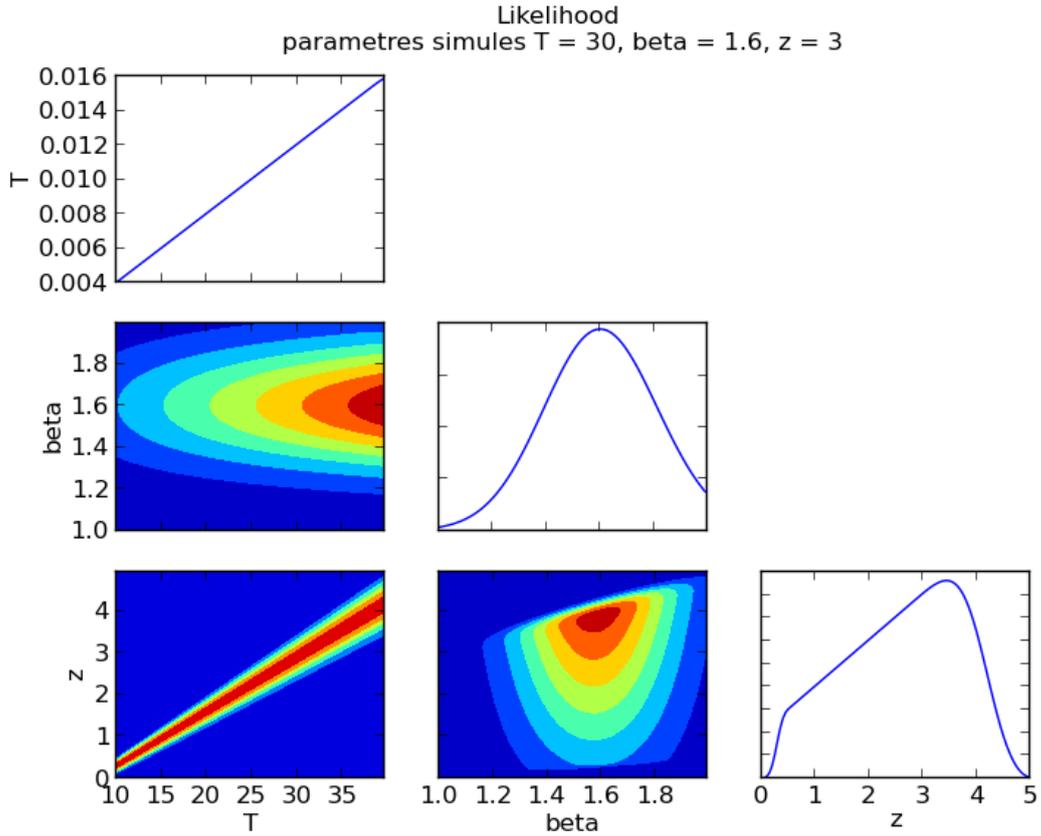


FIGURE 25 – Fonction de vraisemblance pour une grille de paramètres $100 \times 100 \times 100$, pour $T_d \in [10, 40 K]$, $\beta_d \in [1, 2]$, $z \in [0, 5]$. β_d est relativement bien contraint tandis que la dégénérescence de T_d et z apparaît clairement. Afin de lever cette dernière, il faudrait considérer le paramètre $T_{d,emis} = T_{obs}(z=0)(1 + z_{emis})$.

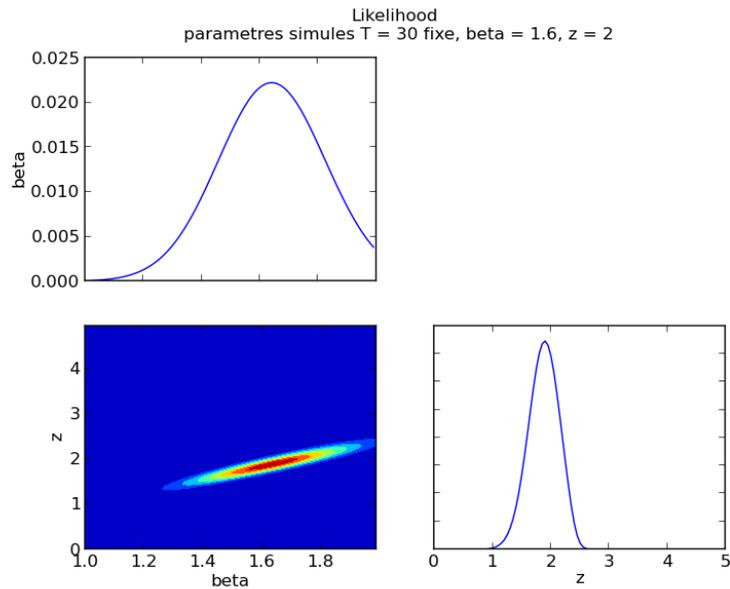


FIGURE 26 – Fonction de vraisemblance. T_d est fixée, ce qui lève la dégénérescence et permet une bonne estimation du redshift.

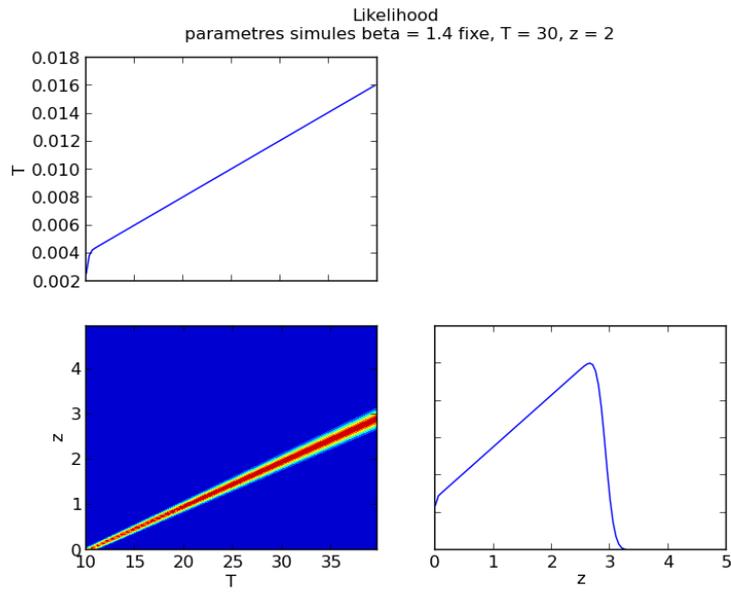


FIGURE 27 – Fonction de vraisemblance. Fixer β_d , donc la pente du spectre, ne lève pas la dégénérescence.

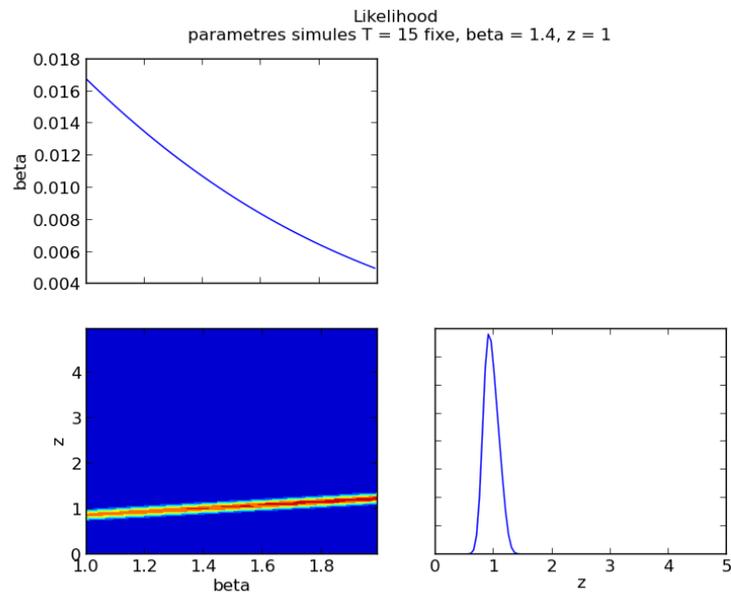


FIGURE 28 – Fonction de vraisemblance. T_d est fixée, dans le cas des données de Herschel seul (3 mesures de flux à 600, 857 et 1200 GHz). β_d n'est plus du tout contraint puisque les mesures d'Herschel se concentrent sur le pic du spectre et ne donnent donc aucune information sur sa pente.

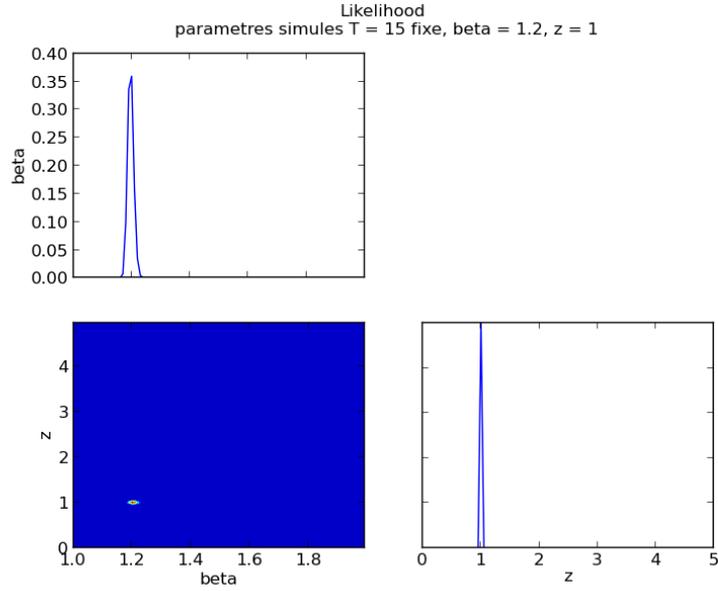


FIGURE 29 – Cas analogue à la figure (28) mais avec les mesures de NIKA (140 et 240 GHz) et deux mesures fictives à 17000 et 0.001 GHz. La pente est très bien contrainte.

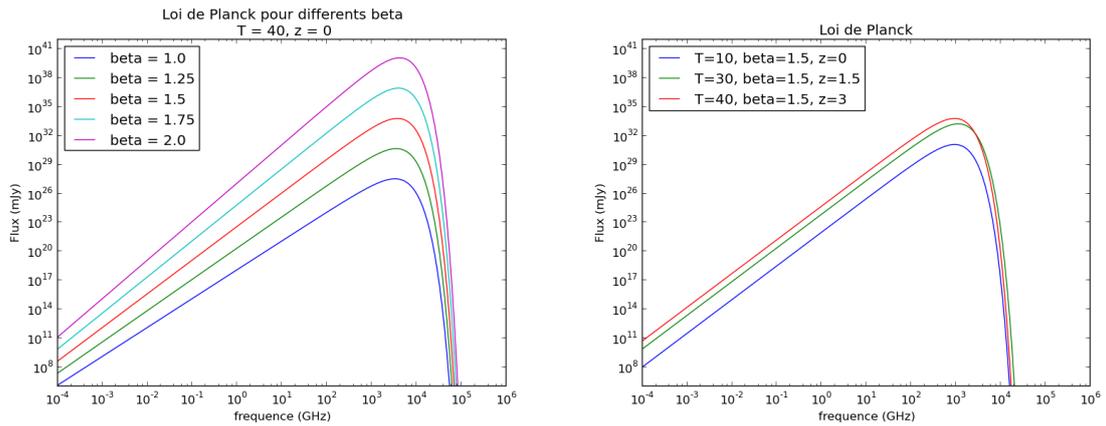


FIGURE 30 – Gauche : Loi de Planck modifiée pour différentes valeurs de β_d , à température de poussières T_d et redshift fixés. Droite : Exemple de jeu de paramètres donnant des courbes similaires. Suivant la gamme de fréquences à laquelle on a accès, la déduction des paramètres peut être très difficile : des mesures sur la partie Rayleigh-Jeans ne permettent pas de différencier les courbes rouge et verte, tandis que des mesures sur la partie Wien confondent les 3 courbes.

5 Résultats

5.1 Estimation des paramètres

J'ai ensuite appliqué les méthodes de maximum de vraisemblance utilisées avec des simulations dans la section (4.1) sur les données réelles. Elles sont constituées pour chacune des 5 sources des deux valeurs de flux NIKA à 1.25 et 2.14 mm listées dans le tableau (5) ainsi que des trois valeurs de flux Herschel à 250, 350 et 500 μm listées dans le tableau (1).

Au regard des simulations effectuées section 4.1, les résultats obtenus ici ne sont pas en adéquation avec ce que l'on attend. En effet, pour les 5 sources, z est relativement bien contraint, avec des limites supérieures pour les sources PHZG006p61, PHZG191p62 et PHZG325p63, et des barres d'erreur pour les sources PHZG322p62 et PHZG198p67. En revanche, β_d n'est pas du tout contraint, ce qui est assez surprenant étant données les limites supérieures à 2σ sur les flux à 1.25 et 2.14 mm, qui imposent une contrainte forte sur la pente de la SED. Il pourrait s'agir d'une exploration insuffisante de l'espace des paramètres. Dans ce cas, une méthode MCMC serait plus performante. On peut également émettre l'hypothèse que la source soit à haut redshift et à haute température (> 40 K). Or, j'ai contraint $T_d \in [10, 40 K]$. Imposer un tel prior sur la température expliquerait cette contrainte biaisée sur le redshift. Si l'on croît malgré tout ces résultats, les sources les plus intéressantes pour une observation future serait celles à plus haut redshift PHZG322p62 et PHZG198p67. Afin de ne pas surcharger, je ne présente qu'une source représentative de chacun de ses deux groupes, les autres sont en annexe (A.4).

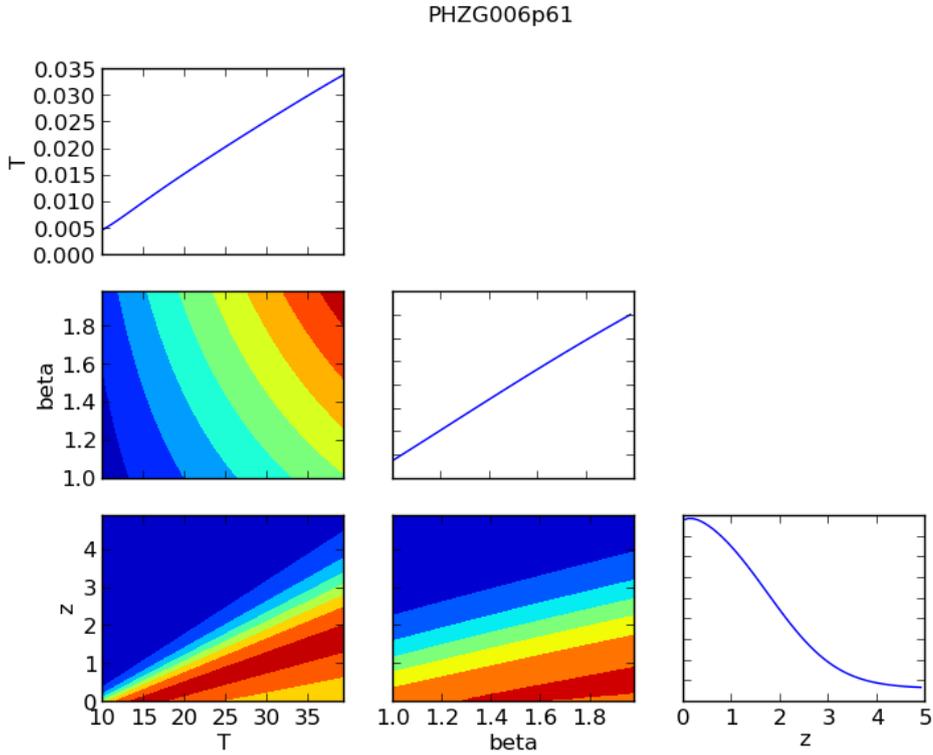


FIGURE 31 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG006p61 représentative des sources pour lesquelles on obtient une limite supérieure à 1σ , ici : $z < 0.82$. Les autres sources sont PHZG191p62 et PHZG325p63.

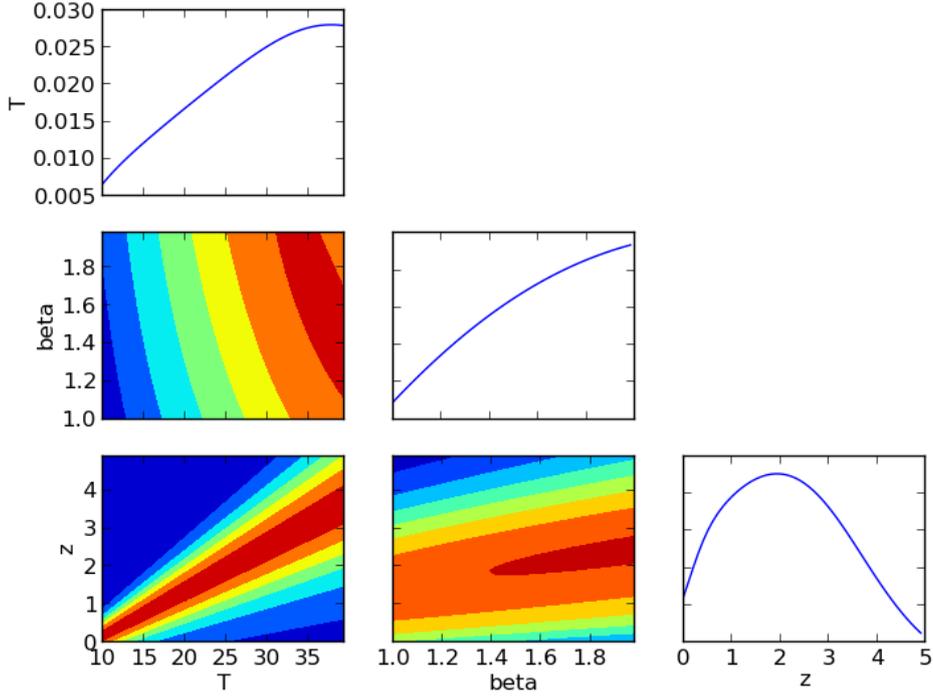


FIGURE 32 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG322p62 représentative des sources pour lesquelles on obtient des barres d’erreur à 1σ , ici : $z = 1.94^{+0.82}_{-0.71}$. L’autre source est PHZG198p67.

TABLE 7 – Paramètres estimés à 1σ pour les 5 sources, sans paramètre fixé.

Source	$T_d[K]$	β_d	z
PHZG006p61	< 40.0	< 2.0	< 0.8
PHZG322p62	< 40.0	< 2.0	$1.94^{+0.82}_{-0.71}$
PHZG191p62	< 40.0	< 2.0	< 1.2
PHZG198p67	< 40.0	< 2.0	$1.73^{+0.51}_{-0.61}$
PHZG325p63	< 40.0	< 2.0	< 1.3

5.2 Estimation des redshifts des sources Planck

Les figures (33), (34) et (35) présentent le meilleur ajustement des flux pour chaque source. Les barres d’erreur des données Herschel sont à 1σ , celles des données NIKA sont des « upper limits » à 2σ .

5.3 Estimation de la température des poussières avec un prior sur le redshift

La minimisation du χ^2 par régression linéaire (détail en annexe (A.1)) fournit les meilleurs paramètres estimés T_d , β_d et z . Ils sont résumés dans le tableau (8). Les figures (31) et (32) permettent de visualiser les 3 paramètres : seul le redshift est bien contraint. J’ai alors utilisé la valeur estimée du redshift comme paramètre fixe afin de ne plus avoir que deux paramètres variables T_d et β_d . J’obtiens les figures (36) et (37), représentatives de leur groupe respectif (les autres sont en annexe (A.5)) qui mettent en évidence une contrainte sur la température des poussières, mais toujours pas sur leur émissivité. Il convient cependant de se montrer très prudent avec ces résultats et de ne pas y accorder

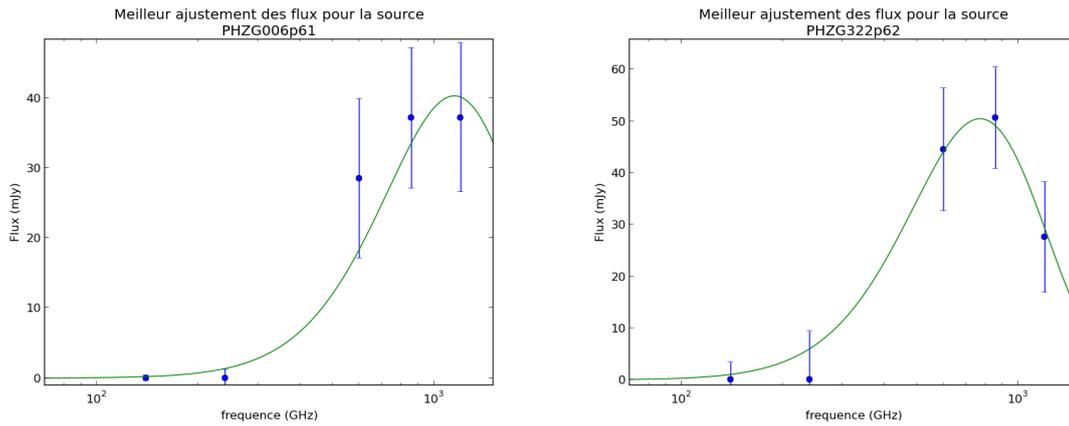


FIGURE 33 – Données pour les valeurs de flux (barres d’erreur à 1σ pour les flux Herschel et limites supérieures à 2σ pour les flux NIKA) et meilleur ajustement (courbe). Gauche : PHZG006p61. Droite : PHZG322p62.

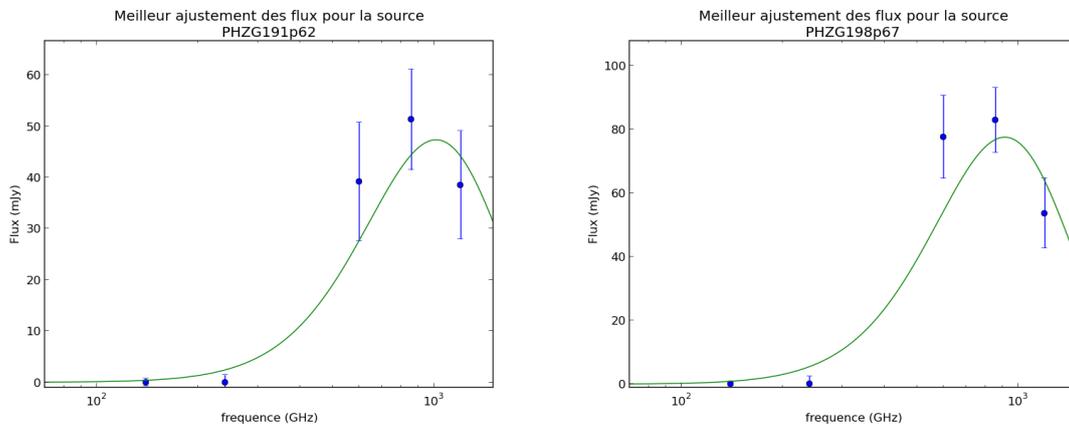


FIGURE 34 – Données pour les valeurs de flux (barres d’erreur à 1σ pour les flux Herschel et limites supérieures à 2σ pour les flux NIKA) et meilleur ajustement (courbe). Gauche : PHZG191p62. Droite : PHZG198p67.

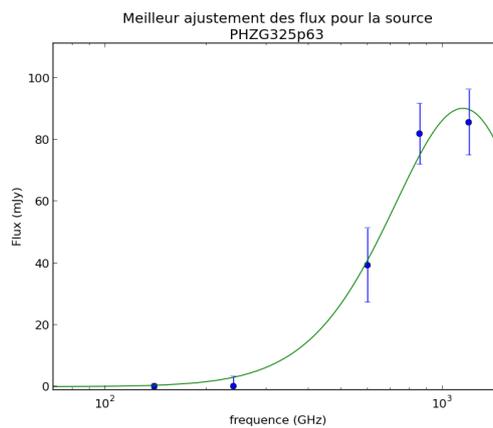


FIGURE 35 – Données pour les valeurs de flux (barres d’erreur à 1σ pour les flux Herschel et limites supérieures à 2σ pour les flux NIKA) et meilleur ajustement (courbe). PHZG325p63.

une confiance démesurée. Il s’agit d’une estimation au premier ordre.

PHZG006p61

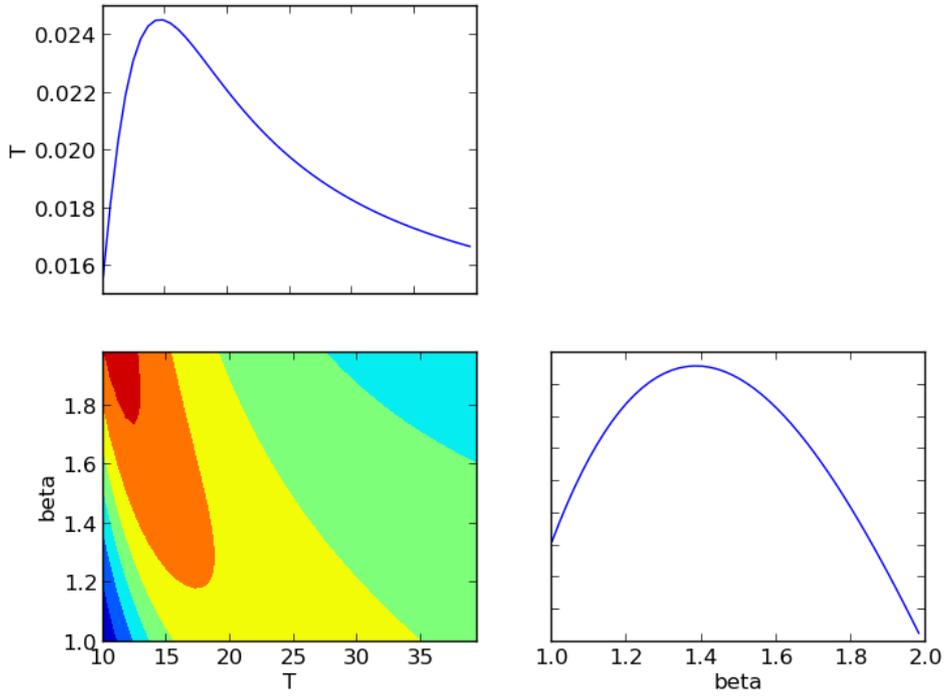


FIGURE 36 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG006p61 : $T_d = 15^{+7}_{-3} K$.

PHZG322p62

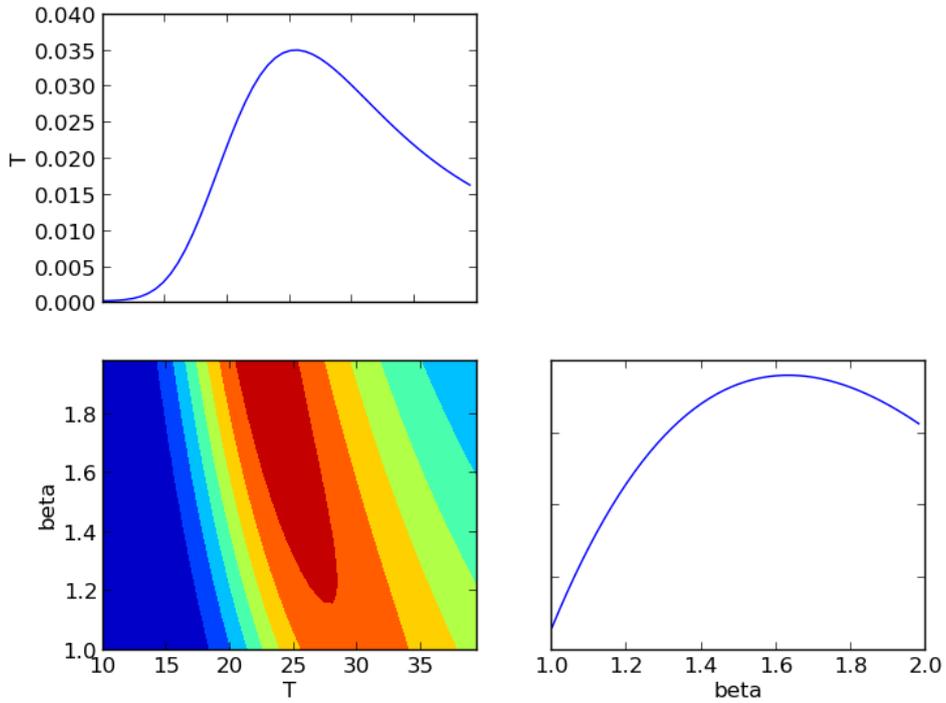


FIGURE 37 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG322p62 : $T_d = 26^{+4}_{-3} K$.

TABLE 8 – Estimation de T_d pour les 5 sources avec z fixé.

Source	$T_d[K]$
PHZG006p61	15_{-3}^{+7}
PHZG322p62	26_{-3}^{+4}
PHZG191p62	25_{-3}^{+5}
PHZG198p67	31_{-2}^{+3}
PHZG325p63	27_{-3}^{+4}

6 Conclusions et perspectives

Conclusions

L'étude des sources infrarouge à haut redshift ($z > 2$) permet d'étudier la formation des structures et en particulier celle des amas de galaxies.

Les données issues du suivi des candidats à sources haut redshift de Planck avec Herschel ne suffisent pas en elles-mêmes, il est nécessaire d'y adjoindre des données couvrant d'autres gammes de longueurs d'onde (supérieures à celles d'Herschel) afin d'échantillonner au mieux la SED, telles que celles fournies par la caméra NIKA.

Les observations NIKA utilisées dans le cadre de mon stage n'ont pas donné lieu à des détections de candidats Planck, mais elles donnent néanmoins des limites supérieures sur leur flux.

Pour assurer une détection des sources, nous devons d'une part optimiser la sélection des candidats en utilisant les sources les plus prometteuses et en calculant le temps d'intégration nécessaire, et d'autre part utiliser des modes de scan appropriés, de manière à réduire les systématiques.

Au cours de mon stage, j'ai pu comprendre en quoi l'étude des proto-amas de galaxies nous renseigne sur les théories cosmologiques. J'ai tenté d'estimer le redshift de sources à partir de mesures de flux, en utilisant divers outils tels que les diagrammes couleur-couleur ou la méthode de maximum de vraisemblance. Je me suis placée dans l'hypothèse d'une émission des poussières, assimilée à un corps noir modifié, dépendant de trois paramètres (température des poussières, émissivité des poussières et redshift auxquels j'ai imposé des gammes de valeurs : $T_d \in [10, 40 K]$, $\beta_d \in [1, 2]$, $z \in [0, 5]$).

J'ai procédé dans un premier temps à des simulations de flux afin de tester mes codes et de comprendre les comportements attendus. J'ai ensuite appliqué ces codes sur des données observationnelles acquises avec Herschel et NIKA. Malgré les non-détections, les limites supérieures sur les flux permettent de cibler des sources à haut redshift intéressantes pour de futures observations.

Enfin, j'ai participé à l'élaboration du module de réduction des données et l'ai utilisé afin de produire les cartes de flux.

Perspectives

Par la suite, il sera intéressant d'étudier la formation et l'évolution des objets à haut redshift au sein des amas de galaxies. Ce domaine de recherche nécessite des observations à haute résolution dans les longueurs d'onde millimétriques, ce qui sera permis par la caméra NIKA2 (dont le prototype NIKA est actuellement en opération). Dans un deuxième temps, on pourra envisager l'étude de l'ère de la reionisation, basée sur les données de polarisation de Planck et les observations de galaxies et quasars à très haut redshift permises par la caméra NIKA2.

Références

- [1] A. Amblard, A. Cooray, P. Serra, P. Temi, E. Barton, M. Negrello, R. Auld, M. Baes, I. K. Baldry, S. Bamford, A. Blain, J. Bock, D. Bonfield, D. Burgarella, S. Buttiglione, E. Cameron, A. Cava, D. Clements, S. Croom, A. Dariush, G. de Zotti, S. Driver, J. Dunlop, L. Dunne, S. Dye, S. Eales, D. Frayer, J. Fritz, J. P. Gardner, J. Gonzalez-Nuevo, D. Herranz, D. Hill, A. Hopkins, D. H. Hughes, E. Ibar, R. J. Ivison, M. Jarvis, D. H. Jones, L. Kelvin, G. Lagache, L. Leeuw, J. Liske, M. Lopez-Caniego, J. Loveday, S. Maddox, M. Michałowski, P. Norberg, H. Parkinson, J. A. Peacock, C. Pearson, E. Pascale, M. Pohlen, C. Popescu, M. Prescott, A. Robotham, E. Rigby, G. Rodighiero, S. Samui, A. Sansom, D. Scott, S. Serjeant, R. Sharp, B. Sibthorpe, D. J. B. Smith, M. A. Thompson, R. Tuffs, I. Valtchanov, E. van Kampen, P. van der Werf, A. Verma, J. Vieira, and C. Vlahakis. Herschel-ATLAS : Dust temperature and redshift distribution of SPIRE and PACS detected sources using submillimetre colours. *A&A*, 518 :L9, July 2010.
- [2] M. Béthermin, H. Dole, G. Lagache, D. Le Borgne, and A. Penin. Modeling the evolution of infrared galaxies : a parametric backward evolution model. *A&A*, 529 :A4, May 2011.
- [3] A. Bideaud. *Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2010.
- [4] A. W. Blain. Dust temperature and the submillimetre-radio flux density ratio as a redshift indicator for distant galaxies. *MNRAS*, 309 :955–960, November 1999.
- [5] A. W. Blain, S. C. Chapman, I. Smail, and R. Ivison. Clustering of Submillimeter-selected Galaxies. *ApJ*, 611 :725–731, August 2004.
- [6] O. Bourrion, A. Bideaud, A. Benoit, A. Cruciani, J. F. Macias-Perez, A. Monfardini, M. Roesch, L. Swenson, and C. Vescovi. Electronics and data acquisition demonstrator for a kinetic inductance camera. *Journal of Instrumentation*, 6 :6012, June 2011.
- [7] A. Catalano, M. Calvo, N. Ponthieu, R. Adam, A. Adane, P. Ade, P. Andre, A. Beelen, B. Belier, A. Benoit, A. Bideaud, N. Billot, N. Boudou, O. Bourrion, G. Coiffard, B. Comis, A. D'Adabbo, F.-X. Desert, S. Doyle, J. Goupy, C. Kramer, S. Leclercq, J. F. Macias-Perez, J. Martino, P. Mauskopf, F. Mayet, A. Monfardini, F. Pajot, E. Pascale, L. Perotto, V. Reveret, L. Rodriguez, G. Savini, K. Schuster, A. Sievers, C. Tucker, and R. Zylka. Performance and calibration of the NIKA camera at the IRAM 30 m telescope. *ArXiv e-prints*, February 2014.
- [8] D. L. Clements, E. Rigby, S. Maddox, L. Dunne, A. Mortier, C. Pearson, A. Amblard, R. Auld, M. Baes, D. Bonfield, D. Burgarella, S. Buttiglione, A. Cava, A. Cooray, A. Dariush, G. de Zotti, S. Dye, S. Eales, D. Frayer, J. Fritz, J. P. Gardner, J. Gonzalez-Nuevo, D. Herranz, E. Ibar, R. Ivison, M. J. Jarvis, G. Lagache, L. Leeuw, M. Lopez-Caniego, M. Negrello, E. Pascale, M. Pohlen, G. Rodighiero, S. Samui, S. Serjeant, B. Sibthorpe, D. Scott, D. J. B. Smith, P. Temi, M. Thompson, I. Valtchanov, P. van der Werf, and A. Verma. Herschel-ATLAS : Extragalactic number counts from 250 to 500 microns. *A&A*, 518 :L8, July 2010.
- [9] H. Dole, G. Lagache, J.-L. Puget, K. I. Caputi, N. Fernández-Conde, E. Le Floch, C. Papovich, P. G. Pérez-González, G. H. Rieke, and M. Blaylock. The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background. *A&A*, 451 :417–429, May 2006.
- [10] G. G. Fazio, J. L. Hora, L. E. Allen, M. L. N. Ashby, P. Barmby, L. K. Deutsch, J.-S. Huang, S. Kleiner, M. Marengo, S. T. Megeath, G. J. Melnick, M. A. Pahre, B. M. Patten, J. Polizotti, H. A. Smith, R. S. Taylor, Z. Wang, S. P. Willner, W. F. Hoffmann, J. L. Pipher, W. J. Forrest, C. W. McMurty, C. R. McCreight, M. E. McKelvey, R. E. McMurray, D. G. Koch, S. H. Moseley,

- R. G. Arendt, J. E. Mentzell, C. T. Marx, P. Losch, P. Mayman, W. Eichhorn, D. Krebs, M. Jhavalala, D. Y. Gezari, D. J. Fixsen, J. Flores, K. Shakoorzadeh, R. Jungo, C. Hakun, L. Workman, G. Karpati, R. Kichak, R. Whitley, S. Mann, E. V. Tollestrup, P. Eisenhardt, D. Stern, V. Gorjian, B. Bhattacharya, S. Carey, B. O. Nelson, W. J. Glaccum, M. Lacy, P. J. Lowrance, S. Laine, W. T. Reach, J. A. Stauffer, J. A. Surace, G. Wilson, E. L. Wright, A. Hoffman, G. Domingo, and M. Cohen. The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154 :10–17, September 2004.
- [11] A. Friedmann. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10 :377–386, 1922.
- [12] Y. D. Hezaveh, D. P. Marrone, and G. P. Holder. Size Bias and Differential Lensing of Strongly Lensed, Dusty Galaxies Identified in Wide-Field Surveys. *ApJ*, 761 :20, December 2012.
- [13] J.-M. Lamarre, J.-L. Puget, P. A. R. Ade, F. Bouchet, G. Guyot, A. E. Lange, F. Pajot, A. Aron-del, K. Benabed, J.-L. Beney, A. Benoît, J.-P. Bernard, R. Bhatia, Y. Blanc, J. J. Bock, E. Bréelle, T. W. Bradshaw, P. Camus, A. Catalano, J. Charra, M. Charra, S. E. Church, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, M. R. Crook, K. Dassas, P. de Bernardis, J. Delabrouille, P. de Marcillac, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, C. Dumesnil, X. Dupac, G. Efstathiou, P. Eng, C. Evesque, J.-J. Fourmond, K. Ganga, M. Giard, R. Gispert, L. Guglielmi, J. Haissinski, S. Henrot-Versillé, E. Hivon, W. A. Holmes, W. C. Jones, T. C. Koch, H. Lagardère, P. Lami, J. Landé, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, J. F. Macías-Pérez, T. Maciaszek, B. Maffei, B. Mansoux, C. Marty, S. Masi, C. Mercier, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, J. A. Murphy, J. Narbonne, M. Nexon, C. G. Paine, J. Pahn, O. Perdereau, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, R. Pons, N. Ponthieu, S. Prunet, D. Rambaud, G. Recouvreur, C. Renault, I. Ristorcelli, C. Rosset, D. Santos, G. Savini, G. Serra, P. Stassi, R. V. Sudiwala, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, J.-P. Torre, M. Tristram, L. Vibert, A. Woodcraft, V. Yurchenko, and D. Yvon. Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance. *A&A*, 520 :A9, September 2010.
- [14] M. Lima, B. Jain, and M. Devlin. Lensing magnification : implications for counts of submillimetre galaxies and SZ clusters. *MNRAS*, 406 :2352–2372, August 2010.
- [15] A. Monfardini, A. Benoit, A. Bideaud, L. Swenson, A. Cruciani, P. Camus, C. Hoffmann, F. X. Désert, S. Doyle, P. Ade, P. Mausekopf, C. Tucker, M. Roesch, S. Leclercq, K. F. Schuster, A. Endo, A. Baryshev, J. J. A. Baselmans, L. Ferrari, S. J. C. Yates, O. Bourrion, J. Macias-Perez, C. Vescovi, M. Calvo, and C. Giordano. A Dual-band Millimeter-wave Kinetic Inductance Camera for the IRAM 30 m Telescope. *ApJS*, 194 :24, June 2011.
- [16] A. Monfardini, L. J. Swenson, A. Bideaud, F. X. Désert, S. J. C. Yates, A. Benoit, A. M. Baryshev, J. J. A. Baselmans, S. Doyle, B. Klein, M. Roesch, C. Tucker, P. Ade, M. Calvo, P. Camus, C. Giordano, R. Guesten, C. Hoffmann, S. Leclercq, P. Mausekopf, and K. F. Schuster. NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera. *A&A*, 521 :A29, October 2010.
- [17] M. J. Mortonson, W. Hu, and D. Huterer. Simultaneous falsification of Λ CDM and quintessence with massive, distant clusters. *PRD*, 83(2) :023015, January 2011.
- [18] M. Negrello, R. Hopwood, G. De Zotti, A. Cooray, A. Verma, J. Bock, D. T. Frayer, M. A. Gurwell, A. Omont, R. Neri, H. Dannerbauer, L. L. Leeuw, E. Barton, J. Cooke, S. Kim, E. da Cunha, G. Rodighiero, P. Cox, D. G. Bonfield, M. J. Jarvis, S. Serjeant, R. J. Ivison, S. Dye, I. Aretxaga, D. H. Hughes, E. Ibar, F. Bertoldi, I. Valtchanov, S. Eales, L. Dunne, S. P. Driver, R. Auld, S. Buttiglione, A. Cava, C. A. Grady, D. L. Clements, A. Dariush, J. Fritz, D. Hill, J. B. Hornbeck, L. Kelvin, G. Lagache, M. Lopez-Caniego, J. Gonzalez-Nuevo, S. Maddox, E. Pascale, M. Pohlen, E. E. Rigby, A. Robotham, C. Simpson, D. J. B. Smith, P. Temi, M. A. Thompson, B. E. Woodgate, D. G. York, J. E. Aguirre, A. Beelen, A. Blain, A. J. Baker, M. Birkinshaw,

- R. Blundell, C. M. Bradford, D. Burgarella, L. Danese, J. S. Dunlop, S. Fleuren, J. Glenn, A. I. Harris, J. Kamenetzky, R. E. Lupu, R. J. Maddalena, B. F. Madore, P. R. Maloney, H. Matsuhara, M. J. Michaowski, E. J. Murphy, B. J. Naylor, H. Nguyen, C. Popescu, S. Rawlings, D. Rigopoulou, D. Scott, K. S. Scott, M. Seibert, I. Smail, R. J. Tuffs, J. D. Vieira, P. P. van der Werf, and J. Zmuidzinas. The Detection of a Population of Submillimeter-Bright, Strongly Lensed Galaxies. *Science*, 330 :800–, November 2010.
- [19] M. Negrello, F. Perrotta, J. González-Nuevo, L. Silva, G. de Zotti, G. L. Granato, C. Baccigalupi, and L. Danese. Astrophysical and cosmological information from large-scale submillimetre surveys of extragalactic sources. *MNRAS*, 377 :1557–1568, June 2007.
- [20] G. Neugebauer, H. J. Habing, R. van Duinen, H. H. Aumann, B. Baud, C. A. Beichman, D. A. Beintema, N. Boggess, P. E. Clegg, T. de Jong, J. P. Emerson, T. N. Gautier, F. C. Gillett, S. Harris, M. G. Hauser, J. R. Houck, R. E. Jennings, F. J. Low, P. L. Marsden, G. Miley, F. M. Olnon, S. R. Pottasch, E. Raimond, M. Rowan-Robinson, B. T. Soifer, R. G. Walker, P. R. Wesselius, and E. Young. The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. *ApJL*, 278 :L1–L6, March 1984.
- [21] G. Paciga, D. Scott, and E. L. Chapin. Strong lensing of submillimetre galaxies : a tracer of foreground structure ? *MNRAS*, 395 :1153–1162, May 2009.
- [22] P. J. E. Peebles. *The large-scale structure of the universe*. 1980.
- [23] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142 :419–421, July 1965.
- [24] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, March 2013.
- [25] J.-L. Puget, A. Abergel, J.-P. Bernard, F. Boulanger, W. B. Burton, F.-X. Desert, and D. Hartmann. Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *A&A*, 308 :L5, April 1996.
- [26] L. J. Swenson, A. Cruciani, A. Benoit, M. Roesch, C. S. Yung, A. Bidaud, and A. Monfardini. High-speed phonon imaging using frequency-multiplexed kinetic inductance detectors. *Applied Physics Letters*, 96(26) :263511, June 2010.
- [27] A. M. Swinbank, P. P. Papadopoulos, P. Cox, M. Krips, R. J. Ivison, I. Smail, A. P. Thomson, R. Neri, J. Richard, and H. Ebeling. The Interstellar Medium in Distant Star-forming Galaxies : Turbulent Pressure, Fragmentation, and Cloud Scaling Relations in a Dense Gas Disk at $z = 2.3$. *ApJ*, 742 :11, November 2011.
- [28] J. Vernet, H. Dekker, S. D’Odorico, L. Kaper, P. Kjaergaard, F. Hammer, S. Randich, F. Zerbi, P. J. Groot, J. Hjorth, I. Guinouard, R. Navarro, T. Adolfse, P. W. Albers, J.-P. Amans, J. J. Andersen, M. I. Andersen, P. Binetruy, P. Bristow, R. Castillo, F. Chemla, L. Christensen, P. Conconi, R. Conzelmann, J. Dam, V. de Caprio, A. de Ugarte Postigo, B. Delabre, P. di Marcantonio, M. Downing, E. Elswijk, G. Finger, G. Fischer, H. Flores, P. François, P. Goldoni, L. Guglielmi, R. Haigron, H. Hanenburg, I. Hendriks, M. Horrobin, D. Horville, N. C. Jessen, F. Kerber, L. Kern, M. Kiekebusch, P. Kleszcz, J. Klougart, J. Kragt, H. H. Larsen, J.-L. Lizon, C. Lucuix, V. Mainieri, R. Manuputy, C. Martayan, E. Mason, R. Mazzoleni, N. Michaelsen, A. Modigliani, S. Moehler, P. Møller, A. Norup Sørensen, P. Nørregaard, C. Péroux, F. Patat, E. Pena, J. Pragt, C. Reinero, F. Rigal, M. Riva, R. Roelfsema, F. Royer, G. Sacco, P. Santin, T. Schoenmaker, P. Spano, E. Sweers, R. Ter Horst, M. Tintori, N. Tromp, P. van Dael, H. van der Vliet,

L. Venema, M. Vidali, J. Vinther, P. Vola, R. Winters, D. Wistisen, G. Wulterkens, and A. Zachei. X-shooter, the new wide band intermediate resolution spectrograph at the ESO Very Large Telescope. *A&A*, 536 :A105, December 2011.

A Annexes

A.1 Minimisation du χ^2 par régression linéaire

Calcul du coefficient de la régression linéaire A :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(y_i - Ax_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial A} = 0 &\Leftrightarrow \sum_i \frac{(y_i - Ax_i)x_i}{\sigma_i^2} = 0 \\ &\Leftrightarrow \sum_i \frac{y_i x_i}{\sigma_i^2} - A \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \end{aligned}$$

d'où

$$A = \frac{\sum_i (y_i x_i) / \sigma_i^2}{\sum_i x_i^2 / \sigma_i^2}. \quad (21)$$

A.2 Jeu d'équation de la grille

Tenant compte de l'égalité (17), le jeu d'équations utilisé dans le graphe (25) devient donc, à 1D

$$\begin{cases} L(T_d) = \iint \mathcal{L} d\beta dz \simeq \sum_z \sum_\beta \mathcal{L} \\ L(\beta) = \iint \mathcal{L} dT_d dz \simeq \sum_T \sum_z \mathcal{L} \\ L(z) = \iint \mathcal{L} d\beta dT_d \simeq \sum_\beta \sum_{T_d} \mathcal{L} \end{cases} \quad (22)$$

et à 2D (marginalisation sur le troisième paramètre)

$$\begin{cases} L(T_d, \beta) = \int \mathcal{L} dz \simeq \sum_z \mathcal{L} \\ L(T_d, z) = \int \mathcal{L} d\beta \simeq \sum_\beta \mathcal{L} \\ L(\beta, z) = \int \mathcal{L} dT_d \simeq \sum_{T_d} \mathcal{L} \end{cases} \quad (23)$$

Le passage à la somme est permis par le pas constant. \mathcal{L} est normalisé $\mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}}{\max(\mathcal{L})}$.

A.3 Cartes de flux

Les figures (38), (39), (40) et (41) sont les cartes de flux pour les sources PHZG322p62, PHZG191p62, PHZG198p67 et PHZG325p63, présentées dans l'ordre de temps d'observation décroissant (respectivement 102 min, 77 min, 72 min et 56 min).

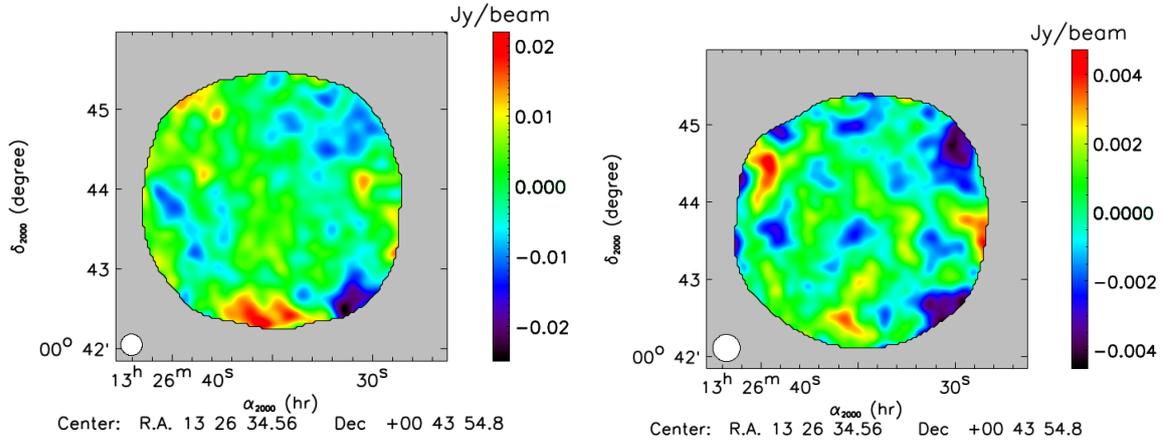


FIGURE 38 – Cartes de flux pour la source PHZG322p62. Gauche - 1.25 mm. Droite - 2.14 mm.

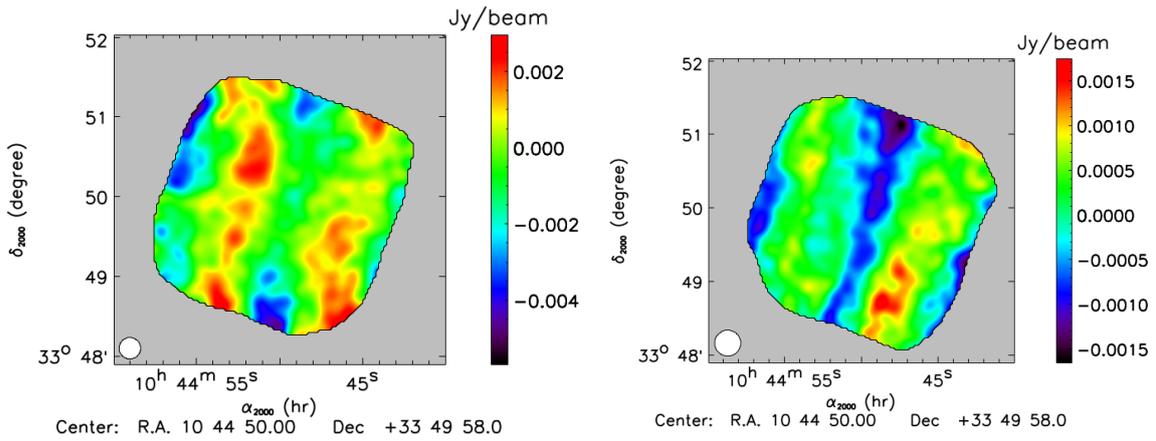


FIGURE 39 – Cartes de flux pour la source PHZG191p62. Gauche - 1.25 mm. Droite - 2.14 mm.

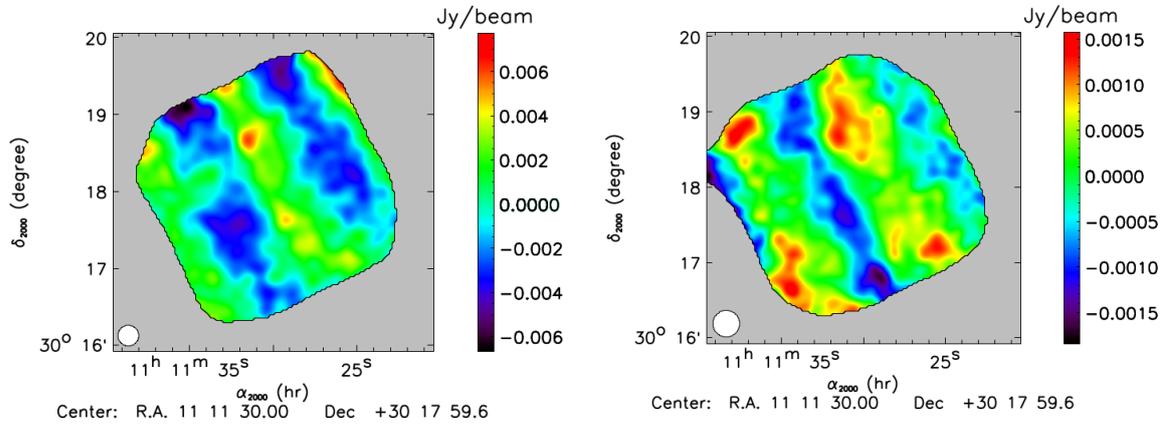


FIGURE 40 – Cartes de flux pour la source PHZG198p67. Gauche - 1.25 mm. Droite - 2.14 mm.

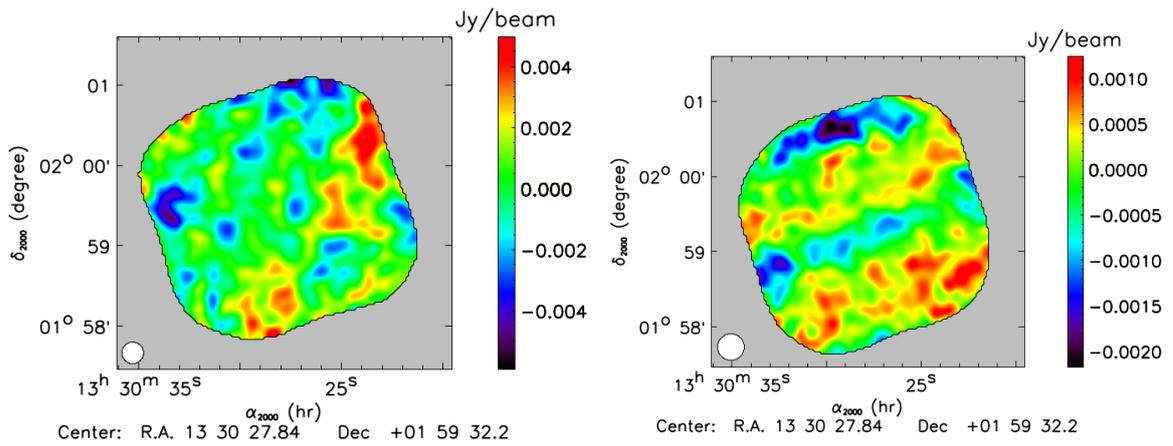


FIGURE 41 – Cartes de flux pour la source PHZG325p63. Gauche - 1.25 mm. Droite - 2.14 mm.

A.4 Estimation des paramètres

Les figures (42), (43) et (44) montrent les sources pour lesquelles on obtient une limite supérieure à 1σ .

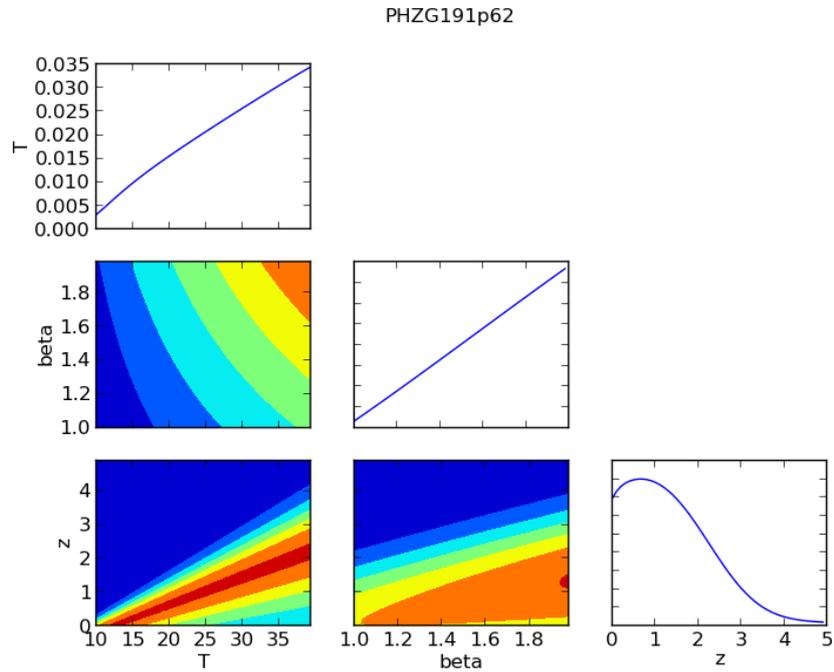


FIGURE 42 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG191p62 : Limite supérieure à 1σ : $z < 1.2$.

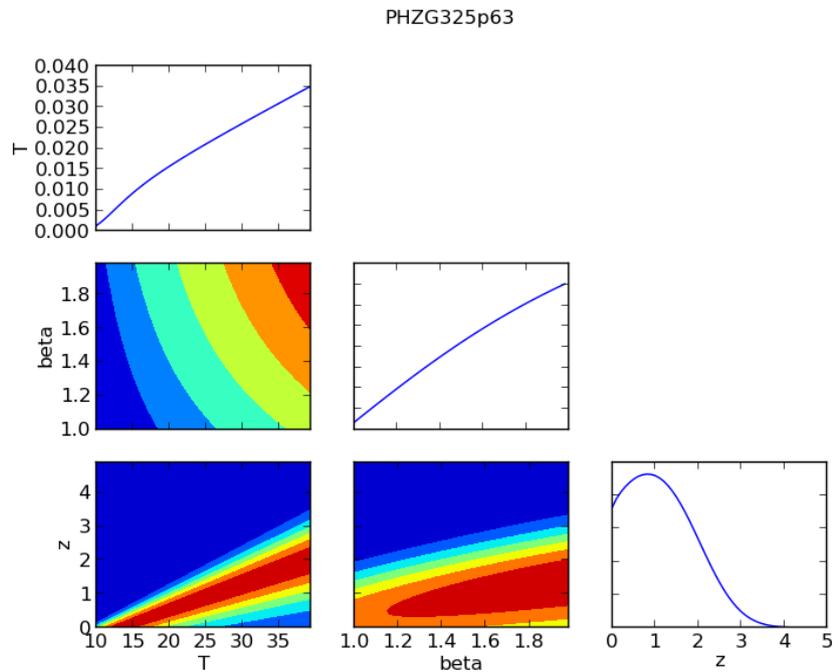


FIGURE 43 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG325p63 : Limite supérieure à 1σ : $z < 1.3$.

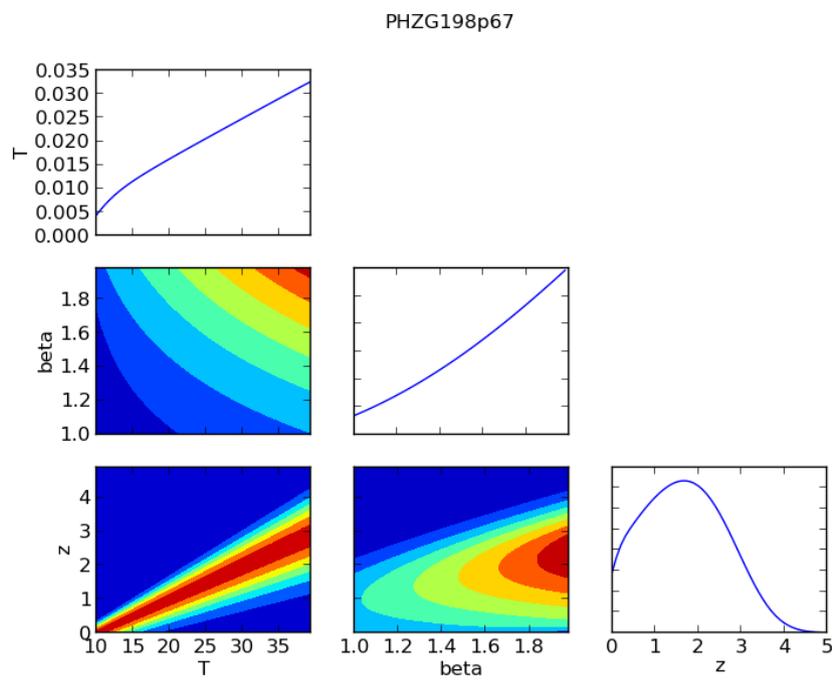


FIGURE 44 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG198p67 : barres d’erreur à 1σ : $z = 1.73^{+0.51}_{-0.61}$.

A.5 Estimation de la température des poussières avec un prior sur le redshift

Les figures (45), (46) et (47) donnent une estimation de la température des poussières avec le paramètre z fixé, déduit de l'estimation présentée sur les figures (42), (43) et (44).

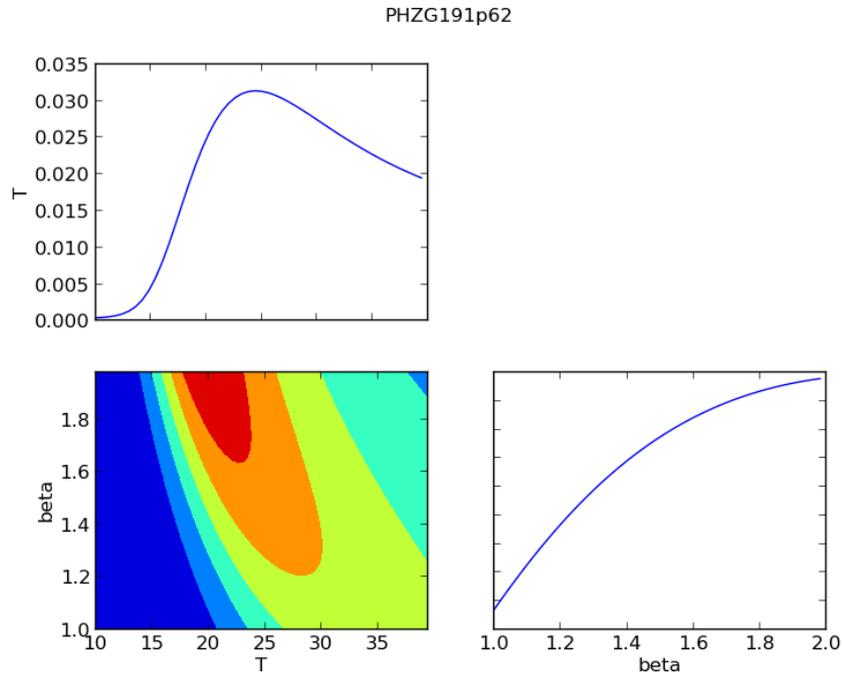


FIGURE 45 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG191p62 : $T_d = 25^{+5}_{-3}$ K.

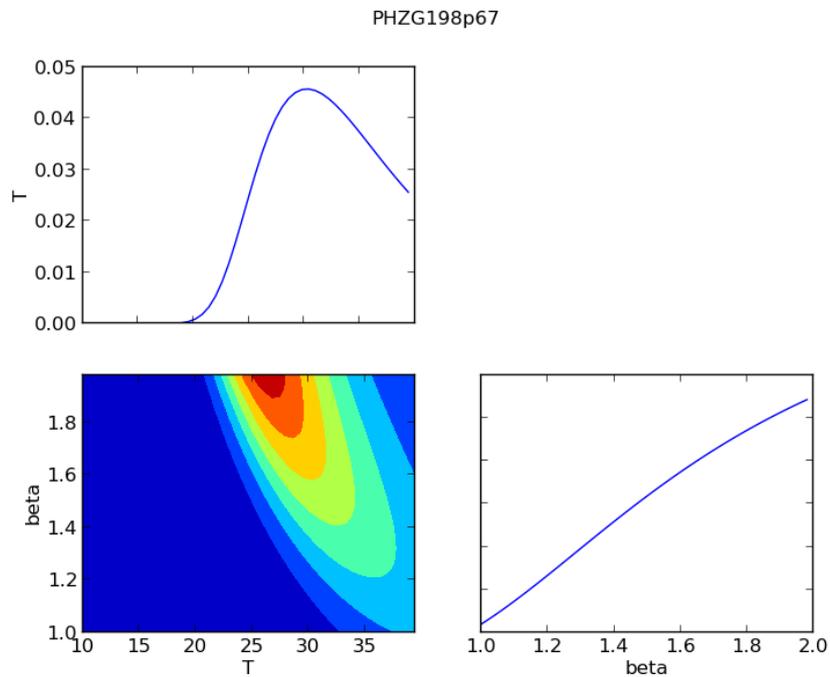


FIGURE 46 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG198p67 : $T_d = 31^{+3}_{-2}$ K.

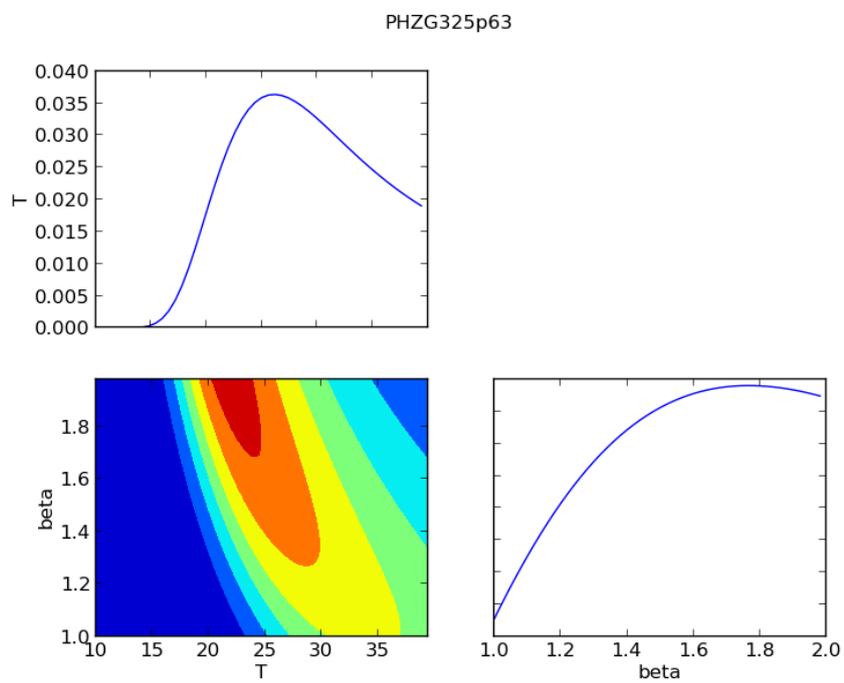


FIGURE 47 – Fonction de vraisemblance pour la source PHZG325p63 : $T_d = 27^{+4}_{-3} K$.