

RAPPORT DE MÉTHODOLOGIE

AMAS DE GALAXIES DE PLANCK

ETUDE À TRAVERS L'EFFET SUNYAEV-ZEL'DOVICH

Geoffroy de la Vieuville
Antoine Marchal

Résumé

La collaboration Planck a extrait sur l'ensemble de la mission un catalogue d'amas de galaxie (PSZ2) basé sur la détection de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Nous avons, à l'aide de celui-ci, reconstruit par ILC (Internal Linear Combination) des estimateurs du CMB et de l'effet SZ thermique pour chaque amas. L'étude des poids $w(\nu)$ donnés aux six fréquences des maps de Planck nous apportent une vision sur les différents phénomènes physiques pouvant intervenir dans l'extraction de ces données. Enfin, l'application d'une photométrie d'ouverture nous a ensuite permis d'étudier quelques propriétés de ces amas comme le flux $F = f(z)$ ou encore le rayon critique photométrique $R_{60} = f(z)$.

1 L'effet Sunyaev-Zel'dovich

L'effet Sunyaev-Zel'dovich [1] est provoqué par la diffusion Compton Inverse des photons du CMB par le gaz d'électrons chauds ($k_B T_e \lesssim 15$ KeV) présent dans les amas de galaxies. Son application à la cosmologie est capitale puisqu'il est, de part sa nature, théoriquement indépendant du redshift. Il permet donc l'étude de la distribution des amas qui est un enjeux important dans la compréhension du modèle standard de la cosmologie et notamment de la formation des grandes structures. Son équation est donnée par :

$$\frac{\Delta T_{SZE}}{T_{CMB}} = f(\nu) \times y$$

$$y = \int_{l.o.s} \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl$$

où k is est la constante Boltzmann, m_e la masse des electrons, c la vitesse de la lumière, σ_T la section efficace de Thomson, n_e la densité d'electrons et T_e la température des electrons.

$$f(\nu) = x(\nu) \frac{e^{x(\nu)} + 1}{e^{x(\nu)} - 1} - 4$$

$$x(\nu) = \frac{h\nu}{kT_{CMB}}$$

Deux composantes sont à distinguer, l'effet SZ thermique (TSZ) explicité ci-dessus, et l'effet SZ cinétique (KSZ). La deuxième composante est simplement dû à un effet Doppler additionnel.

2 Application de la méthode ILC

L'ILC utilisé ici est basé sur l'article de Remazeilles M. & al. [2]. Cette méthode nous permet d'obtenir une estimation indépendante, du CMB et de l'effet SZ. L'estimateur permettant la variance minimum est donné par la combinaison linéaire :

$$\hat{\mathbf{s}} = \mathbf{w}^t \mathbf{x}$$

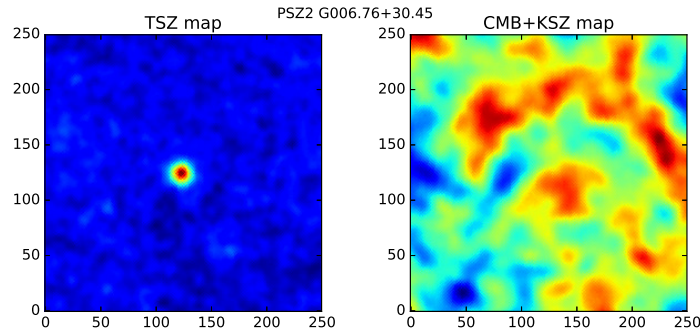


FIGURE 1 – Séparation par méthode ILC de la composante TSZ (gauche) et de la composante CMB+KSZ (droite) pour l'amas G006.76+30.45 du catalogue PSZ2

$$\mathbf{w}^t = \frac{\left(\mathbf{b}^t \hat{R}^{-1} \mathbf{b}\right) \mathbf{a}^t \hat{R}^{-1} - \left(\mathbf{a}^t \hat{R}^{-1} \mathbf{b}\right) \mathbf{b}^t \hat{R}^{-1}}{\left(\mathbf{a}^t \hat{R}^{-1} \mathbf{a}\right) \left(\mathbf{b}^t \hat{R}^{-1} \mathbf{b}\right) - \left(\mathbf{a}^t \hat{R}^{-1} \mathbf{b}\right)^2} \quad (1)$$

où \hat{R} est la matrice de covariance empirique des cartes observationnelles, $\mathbf{a} = (1, 1, \dots, 1)^t$ et \mathbf{b} est le vecteur de l'effet SZ thermique donné par $f(\nu)$. A partir des coordonnées galactiques des amas de PSZ2 nous appliquons une ILC sur chaque amas contenu dans un patch de 100×100 pixels, soit $214.72'$ de coté extrait au préalable de la sphère celeste de Planck par projection tangentielle. Un des résultats de l'ILC est représenté Figure 1. La map en température de l'effet SZ thermique est représentée sur la partie gauche et le CMB+KSZ sur la partie droite. Il est intéressant de constater qu'actuellement l'effet SZ cinétique est indiscernable du CMB par cette méthode. Ce qui va nous intéresser par la suite est l'étude du comportement des poids appliqués à chaque fréquence. En effet le calcul présenté équation (1) est fonction de la matrice de corrélation R entre les six cartes de fréquences. Cependant, R peut être plus ou moins affecté par différents effets (citués à des fréquences voisines de celles de l'effet SZ et du CMB) présent en avant plan : le rayonnement synchrotron et le rayonnement de freinage, la galaxie et les poussières, ou encore le bruit du détecteur.

La Figure 2 nous montre, pour chaque fréquence, le poids des amas du catalogue en fonction de la latitude, donnée en coordonnées galactiques. On distingue bien une corrélation entre ces deux variables. Ce sont dans les deux fréquences les plus haute que la perturbation est la plus grande (ie. la galaxie y est le plus présente). Pour continuer notre analyse et effectuer de la photométrie d'ouverture sur les amas, nous avons décidé d'exclure les amas dont le poids s'écarte de plus d'un σ de la valeur moyenne (pour les quatres premières

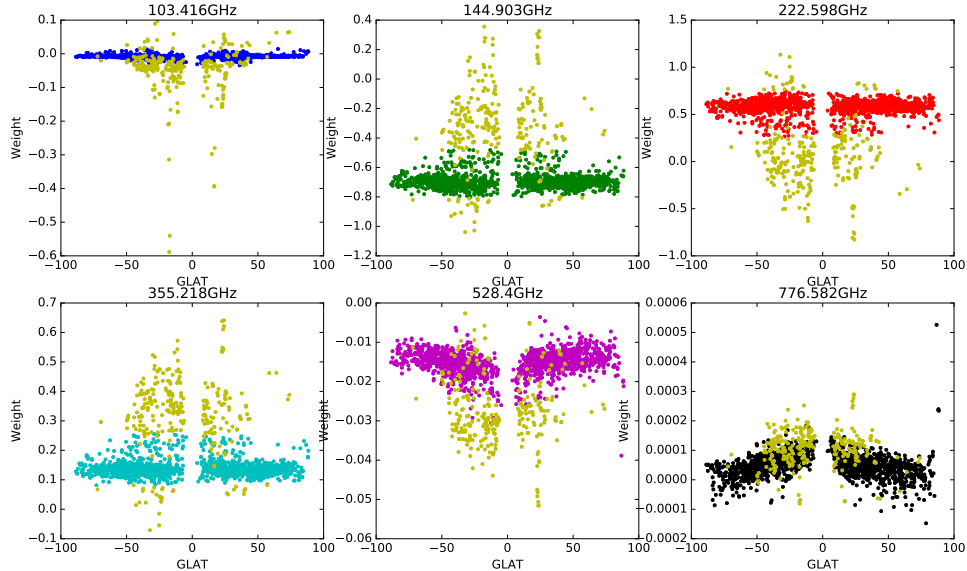


FIGURE 2 – Etude des poids appliqués à chacune des six fréquences en fonction de la latitude en coordonnée galactique pour l'ensemble de 1653 amas du catalogue. En jaune sont représenté les amas exclus qui s'écarte de plus d'un σ de la valeur moyenne pour les quatres première fréquences.

fréquences), où σ représente la déviation standard sur l'ensemble 1653 amas.

Nous pouvons voir sur la Figure 2 les poids moyenné sur l'ensemble des amas du catalogue (bleu ciel) et sur l'ensemble des amas sélectionné (bleu foncé), en fonction de la fréquence. De plus nous représentons les mêmes grandeurs calculer pour chacune des maps complète de Planck. On observe un bon accord pour les 4 fréquences les plus hautes et un désaccord pour les deux les plus basses. A basse fréquence l'émission synchrotron de la galaxie peut en effet induire ce décalage. Il n'est pas présent sur les amas du catalogue car beaucoup moins nombreux dans le plan de la galaxie dû simplement à un effet observationnel. L'application d'un masque sur le plan galactique nous confirme cette hypothèse. (voir Figure 2)

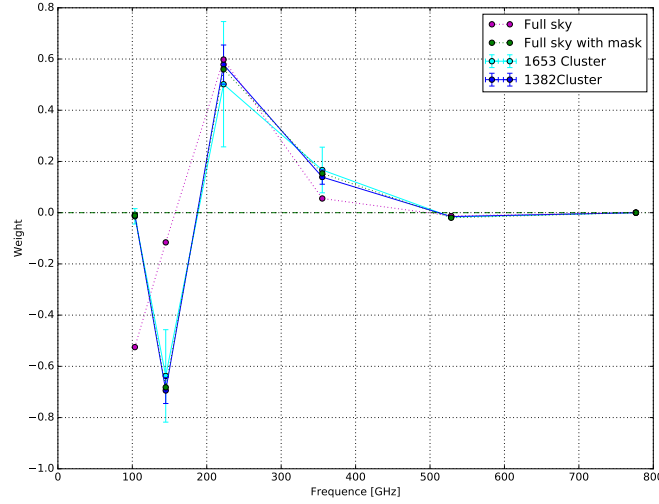


FIGURE 3 – Poids moyen de l'ensemble des amas du catalogue (bleu ciel) et sur l'ensemble des amas sélectionnés (bleu foncé) en fonction de la fréquence. En violet sont représenté ces grandeurs pour l'ensemble des maps Planck. En vert, l'ensemble des maps avec application d'un masque au niveau du plan galactique.

3 Photométrie d'ouverture

La photometrie d'ouverture est un traitement assez basique qui va nous permettre de comparer les flux de nos sources entre eux. Pour cette procédure nous avons du définir deux objets : un cercle autour de la source SZ sur lequel le flux sera calculé et un anneau autour de ce cercle qui va nous servir a estimer le bruit aux alentours de la source.

Profil radial des sources. Les procédures de photometrie s'appuient sur une détermination du profil radiale de nos sources. L'hypothese de base est que les sources sont circulaires (ce qui n'est pas toujours vérifié). La procédure moyenne toutes les valeurs de pixels equidistants du centre de l'image pour tracer ce profil radial. Le profil est ensuite normalisé de la facon suivante :

$$Pr_n(r) = \frac{Pr(r) - mediane}{\max(Pr) - mediane} \quad (2)$$

Où $Pr_n(r)$ désigne le profil normalisé et $Pr(r)$ le profil brut et *mediane* designe une valeur médiane calculé sur un ensemble de l'image où la source n'apparait pas (un masque circulaire est posé sur la source).

Le cercle. Pour définir le rayon du cercle, nous avons utilisé la procédure qui nous donne le profil radial de la source qui nous interesse. Une fois ce profil normalisé, il est possible de définir un rayon critique R_c qui va nous permettre de prendre en compte pour chaque source la même proportion du flux totale (similaire à FWHM sur le principe). Concretement nous avons placé R_c là où le profile radiale vaut 40% du maximum (cf 3).

L'anneau. Pour des raisons de simplicité le rayon intérieur de l'anneau est fixé à $R_{in} = 3R_c$. Si l'on prend un rayon trop grand on risque de prendre en compte dans cette anneau des amas qui seraient assz proche de notre source. le rayon externe de l'anneau est fixé à $r_{out} = r_{in} + 5$ (en pixels).

Une fois ces deux objets définis voici la procédure que nous avons suivie pour déterminer le flux des sources :

- On intègre sur le cercle pour obtenir le flux de la source.
- On intègre sur l'anneau et on divise par la valeur medianne pour estimer le bruit aux environs de la source.
- On soustrait le bruit moyen au flux de la source.

A la fin de cette procedure nous avons donc obtenues des valeurs de flux pour chaque source en $\frac{\Delta T}{T} \times pixel$.

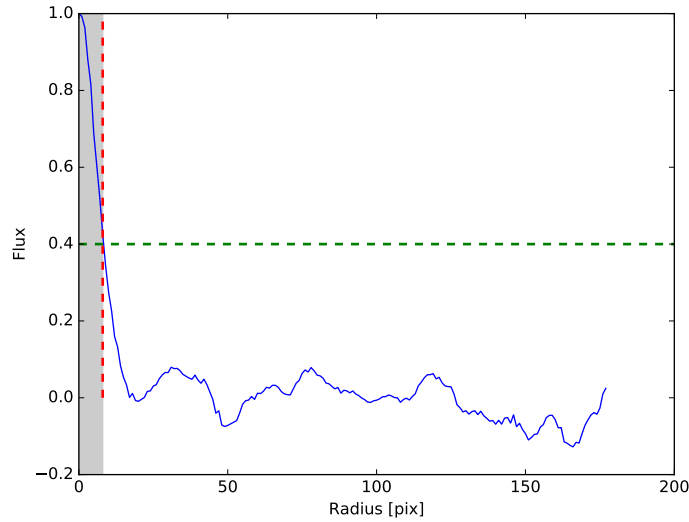


FIGURE 4 – Exemple de profile radiale normalisé tracé pour une source SZ. La Ligne pointillé rouge montre l'emplacement du rayon critique R_c .

Discussion sur la methode. La source majeure d'erreur que nous comettons dans cette procédure provient de l'algorithme que nous utilisons pour determiner le rayon critique de nos source. Cependant par manque de temps nous avons décidé de ne pas modifier cette méthode. // L'algorithme se contente de prendre le dernier point du profile radiale

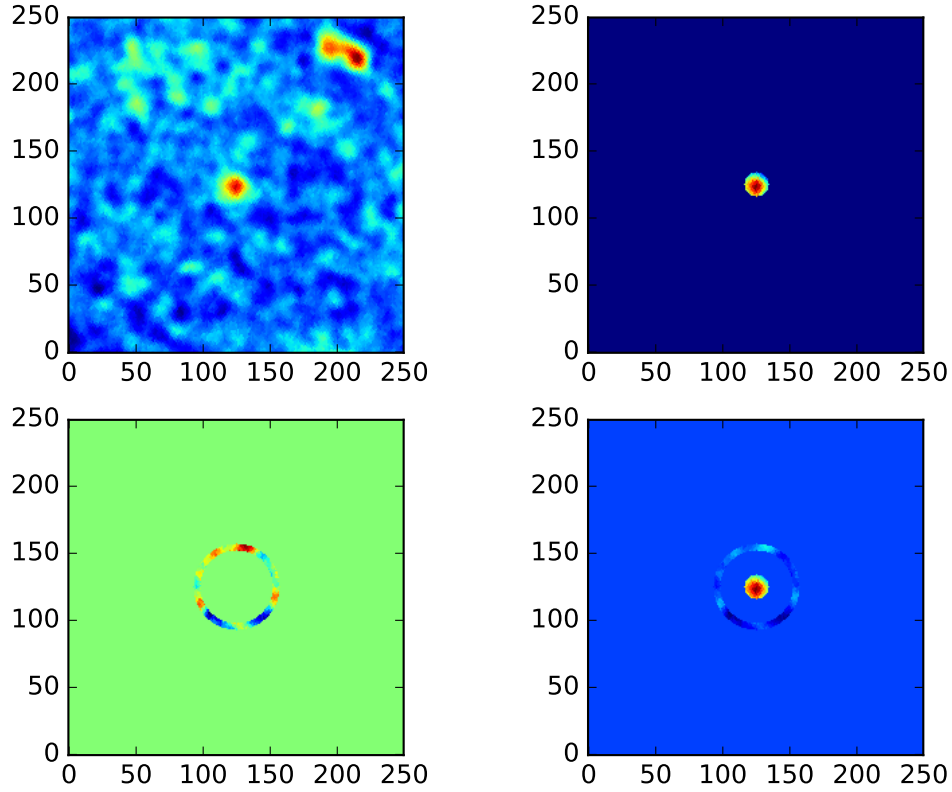


FIGURE 5 – Exemple de cercles et d’anneaux définis pour les procédures de photométrie d’ouverture sur une source SZ. L’anneau et le cercle centrale sont stockés indépendamment afin de rendre les calculs plus rapides.

vérifiant :

$$Pr(r) \geq 0.4 \times \max(Pr) \quad (3)$$

Où Pr désigne le profil radiale normalisé de la source. Comme les valeurs de rayons critique que nous déterminons ne peuvent prendre que des valeurs entières, il est plus probable que le rayon critique que nous déterminons soit légèrement inférieur au rayon qui vérifierait exactement :

$$r = r_c \Leftrightarrow Pr(r_c) = 0.4 \times \max(Pr) \quad (4)$$

L’erreur que nous commetons ainsi sur la valeur de r_c est de au plus 1 pixel et est asymétrique. Cette erreur se repercute évidemment sur le calcul des flux. Nous n’avons malheureusement pas étudié cette repercussion de façon plus précise.

4 Résultats et discussion

Une fois tous les profils de source récupérés, il est possible de déterminer un profil typique de sources en fonction de leur rayon critique (cf Fig. 4). On peut voir en pointillé une estimation de la PSF : profil gaussien avec une largeur à mi-hauteur déterminée à partir de la carte de planck avec la résolution la moins bonne. On voit sur cette figure que le profil médian correspondant à $r_c = 5$ est en dessous de la PSF.

Une explication possible est qu'il y ait un excès de bruit positif à proximité de la source qui nous intéresse. Cela aurait pour effet de diminuer la valeur du rayon critique de la source et potentiellement faire passer le profil en-dessous de la PSF. Le fait que l'on observe sur le graphe une bosse négative semble être en faveur de cet idée. Pour résoudre ce problème il serait envisageable d'ajuster une gaussienne (avec deux paramètres : off-set et largeur à mi-hauteur) sur une section du profil radial que l'on sait n'être pas contaminé par le bruit (près du centre du profil). Il faut ensuite replacer cette gaussienne de façon à ce que les queues de la gaussienne soient au niveau de 0 et refaire tourner l'algorithme qui détermine le rayon critique sur ce nouveau profil. On devrait normalement récupérer une valeur plus élevée de r_c .

Il serait également intéressant de savoir si la forme des profils obtenus est universelle. En pratique, pour notre étude, cela consisterait à ramener tous nos profils à un même rayon.

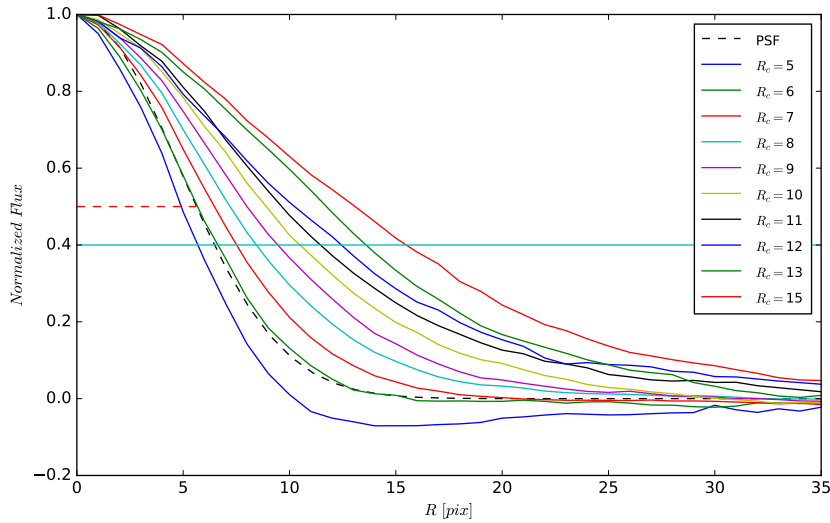


FIGURE 6 – Profil typique de sources, médianné sur toutes les sources possédant le même rayon critique

Les résultats de la photométrie d'ouverture effectués sur les amas sélectionnés au préalable sont présentés Figure 4. L'histogramme des redshifts associés au amas du catalogue ne montre pas une distribution uniforme. Il y a plus d'amas détecté à bas redshift qu'à haut redshift. Cela ne devrait théoriquement pas se produire car pour une masse donnée, le flux SZ est indépendant du redshift. Ces observations peuvent s'expliquer par le fait que lorsque le diamètre angulaire de l'amas observé est trop petit, son effet SZ est totalement dilué par le bim de l'instrument. On voit donc moins d'amas à haut redshift en raison des contraintes observationnelles de l'instrument Planck. L'évolution de R_c nous montre en effet une limite qui semble être atteinte pour 5 pixel, soit environ $4.3'$. Nous distinguons néanmoins que R_c décroît avec le redshift, ce qui semble réaliste avec le modèle hiérarchique de formation des structures.

La suite logique de cette étude serait de comparer, en prenant en compte que le comptage est biaisé, le nombre d'amas par intervalles de redshifts et par intervalles de signal sur bruit pour contraindre le modèle théorique actuel de formation des grandes structures et plus directement certains paramètres cosmologiques comme σ_8 qui représente l'amplitude des fluctuations primordiales.

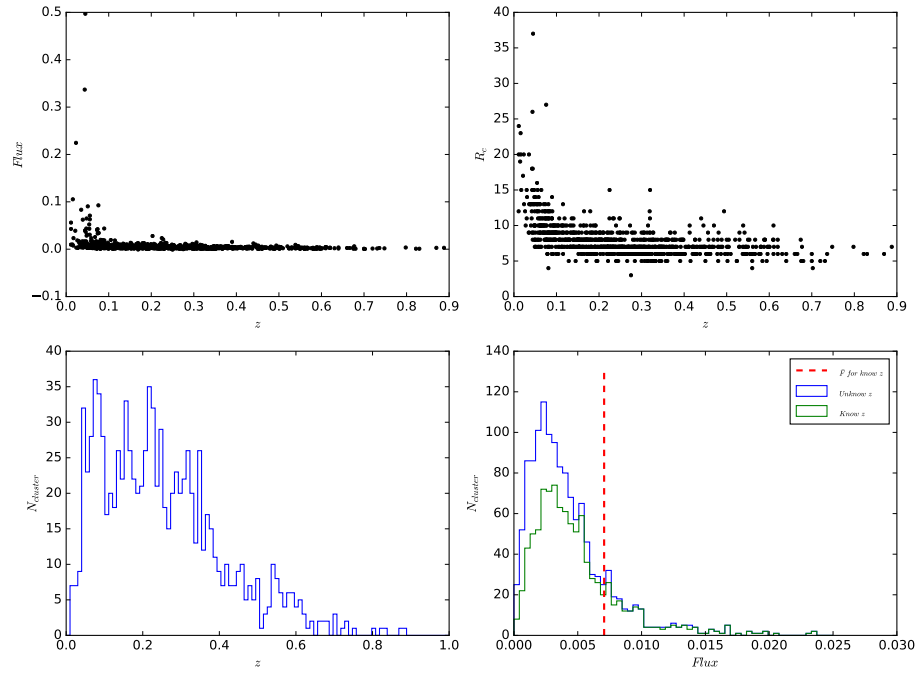


FIGURE 7 – En haut à gauche est représenté le flux de chaque amas sélectionné en fonction de son redshift. En haut à droite, le rayon critique R_c en fonction du redshift. En bas à gauche l’histogramme des redshifts. En bas à droite les histogrammes des flux pour les amas dont on connaît le redshift (vert) et pour la totalité des amas sélectionnés au préalable : i.e latitude (bleu).

C’est ce que la collaboration Planck a étudié (voir Planck 2015 results. XXIV [3])

FiXme: lire
résumer

Références

- [1] Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, Comments on Astrophysics and Space Physics, 4, 173
- [2] Remazeilles M. & al., CMB and SZ effect separation with Constrained Internal Linear Combinations, Mon. Not. R. Astron. Soc. 410, 2481–2487 (2011)
- [3] Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts, Astronomy & Astrophysics manuscript no. szcosmo 2014

List of Corrections

définition <code>sigma8</code>	6
lire résumer	7