

Résumé en français

Marta Spinelli

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France

Ce travail de thèse a été effectué au sein du groupe Cosmologie du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) à Orsay. Il concerne l'analyse des données en température et polarisation du satellite *Planck* ainsi que la mise en place des outils statistiques nécessaires pour extraire et contraindre le modèle cosmologique. Il a été effectué sous la direction de Stéphane Plaszczynski et en collaboration avec les autres membres de l'équipe *Planck* du LAL: François Couchot, Sophie Henrot-Versillé, Olivier Perdereau, Benjamin Rouillé d'Orfeuil et Matthieu Tristram.

1 Le fond diffus cosmologique

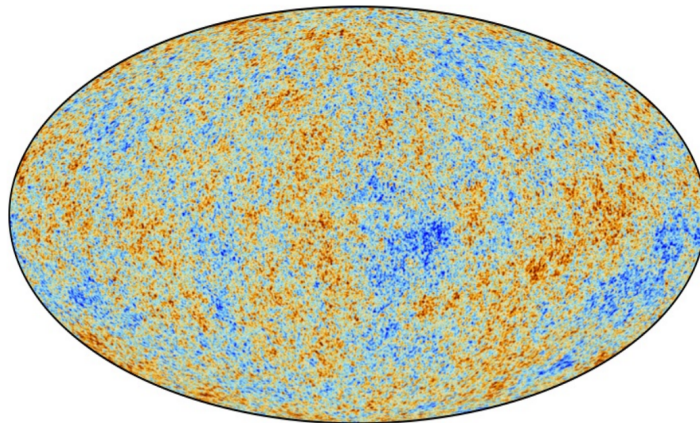


Figure 1: Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) observées par *Planck* (Planck Collaboration. X. 2015).

La physique des anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) (Fig. 1) et en particulier l'influence des paramètres cosmologiques sur le spectre de puissance angulaire du CMB (Fig. 2) est bien connue. Pour cette raison, le CMB est une sonde robuste pour contraindre la cosmologie et la physique de l'univers primordial. Le satellite *Planck* (Fig. 3(a)) a mesuré très précisément ses anisotropies en température et en polarisation sur l'ensemble du ciel. Les premiers résultats cosmologiques de *Planck*, reposant sur une partie des données en température uniquement, ont été publiés au printemps 2013. Cette thèse utilise les données 2015, mis à jour en utilisant cette fois-ci l'ensemble des données en température ainsi que celles en polarisation. Ces mesures sont en parfait accord avec les prédictions du modèle standard de la cosmologie, le modèle Λ CDM, qui repose sur seulement six paramètres: la taille angulaire de l'horizon sonore θ_s , la densité baryonique $\Omega_b h^2$, la densité de matière noire $\Omega_{\text{cdm}} h^2$, l'indice spectral des perturbations primordiales scalaires n_s , l'amplitude des perturbations A_s et l'épaisseur optique de réionisation τ . Tous les paramètres cosmologiques ne sont pas précisément mesurés avec le CMB. Il existe des dégénérescences qu'il est possible de lever en combinant les données CMB avec celles provenant d'autres sondes cosmologiques (sec. 5). Différentes observables pointent vers un Univers plat constitué

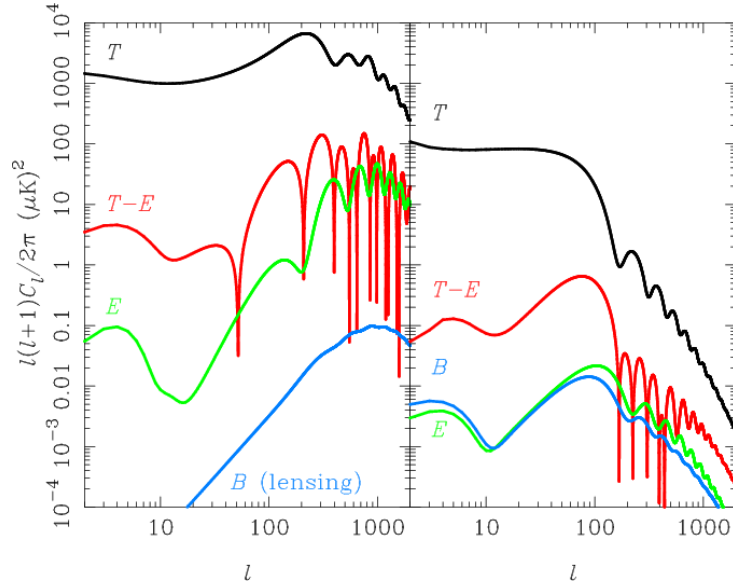


Figure 2: Spectres de puissance des anisotropies du CMB pour la température (noir), les modes E (vert), les modes B (bleu) et la corrélation croisée TE (rouge) dérivés des perturbations scalaire (à gauche) et des ondes gravitationnelles (à droite) pour un rapport r tenseur-scalaire = 0.24. Le spectre des modes B induites par lentille gravitationnelle faible est également indiqué dans le panneau de gauche (bleu). La figure est tiré de [Challinor & Peiris \(2009\)](#).

à $\sim 73\%$ d'énergie sombre inconnu qui accélère l'expansion (Fig. 3(b)). En plus de la composante de l'énergie sombre, l'Univers est fait de $\sim 23\%$ de matière noire. La matière baryonique, les photons et les neutrinos ne constituent que les 4% restants de la densité d'énergie.

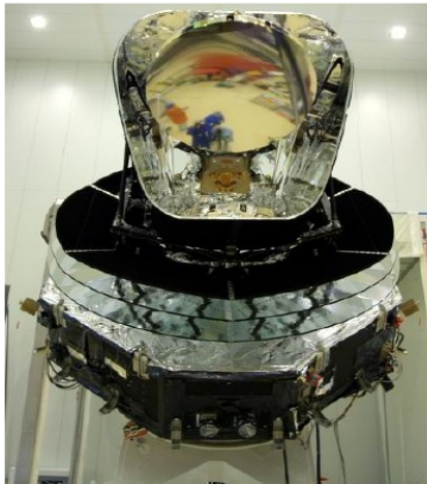
En plus de lever des dégénérescences, la combinaison des données permet de mesurer avec plus de précision les paramètres du modèle standard cosmologique et de ses possibles extensions. En particulier, les mesures liées aux structures à grande échelle telles que les oscillations acoustiques de baryons (BAO) permettent d'apporter de fortes contraintes sur la somme des masses des neutrinos ([Planck Collaboration. XIII. 2015](#)).

2 Neutrinos et cosmologie

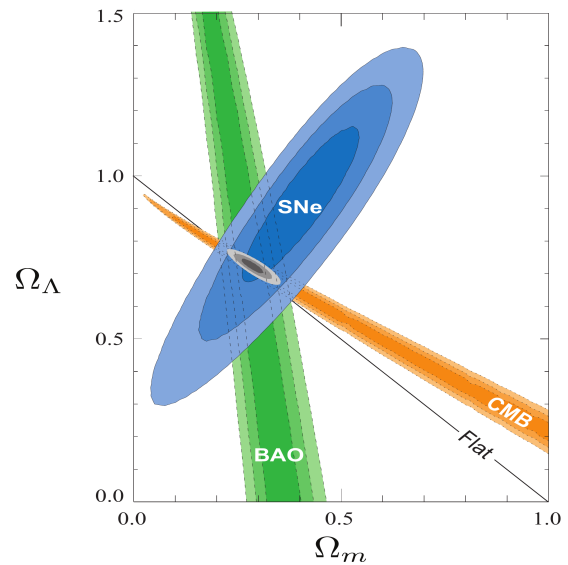
Les neutrinos jouent un rôle important en cosmologie. Ils influencent l'histoire de l'Univers, de la nucléosynthèse primordiale jusqu'à la formation des structures. Les effets des différentes propriétés des neutrinos (la somme des masses Σm_ν , nombre de familles N_{eff}) sur la cosmologie sont prévus de façon précise par la théorie et laissent des empreintes particulières sur les différentes sondes cosmologiques telles que les distributions angulaires des galaxies, les forêts Lyman- α , les relevés à 21 cm ainsi que sur les spectres angulaires du CMB ([Abazajian et al. 2013](#)). La mesure précise des anisotropies du CMB avec *Planck* a été utilisée dans cette thèse pour déduire la masse totale des neutrinos et la densité d'énergie associée.

3 Estimation de paramètres cosmologiques

L'approche classique pour l'estimation des paramètres est basée sur l'inférence bayésienne. Dans cette méthode, la fonction de vraisemblance est multipliée par des *probabilités a priori* contenant la connaissance extérieure sur le paramètre d'intérêt. Nous obtenons ainsi une *distribution a posteriori*. Un



(a)



(b)

Figure 3: (a) Représentation schématique du satellite *Planck*. Les différents éléments sont mis en évidence. (Tauber et al. 2010). (b) Différents observables pointent vers un Univers plat avec le $\sim 73\%$ constitué d'une énergie sombre inconnu qui accélère l'expansion. La figure est tirée de (Kowalski et al. 2008)

échantillonnage de cette distribution a posteriori est effectuée en utilisant les méthodes Monte Carlo avec chaînes de Markov (MCMC). Cette méthode, décrite en sec. 3.1, est puissante et largement utilisée en cosmologie. Néanmoins, un choix cohérent pour les a priori est difficile à trouver et les *effets de volume* peuvent apparaître lors de la projection d'un espace multidimensionnel dans une seule direction quand on estime l'erreur sur chaque paramètre (Hamann et al. 2007). Dans cette thèse, nous utilisons donc aussi la technique fréquentiste du profil de fonction de vraisemblance (sec. 3.2).

3.1 La méthode Bayésienne

Les MCMC sont une façon d'échantillonner toute distribution en utilisant une chaîne de Markov qui a pour distribution stationnaire, la distribution désirée (appelée cible). Il y a une notion implicite de convergence, dans le sens du théorème ergodique, qui doit être soigneusement vérifiée dans ce genre de méthodes. Il y a un vaste choix d'algorithmes avec des qualités spécifiques pour répondre aux différents problèmes. Une approche simple mais largement utilisée est l'algorithme de Metropolis-Hasting. CosmoMC (Lewis & Bridle 2002) est basé sur cet algorithme. En Figure 4 nous présentons une représentation visuelle de l'algorithme dans le cas simple d'une distribution gaussienne.

Pour accélérer l'exploration de la distribution cible, cette thèse présente une amélioration de l'algorithme standard (Haario et al. 1998) où on procède à une adaptation à la volée de la matrice de covariance de la distribution de probabilité utilisée pour proposer les mouvements dans l'espace des paramètres (*proposal distribution*). Cela permet d'éviter un long et coûteux tuning de cette matrice et de réduire le temps de calcul nécessaire pour une bonne convergence de l'algorithme. L'algorithme adaptatif MCMC est très efficace quand les corrélations de la distribution cible ne sont pas connues (Fig. 5(a) and 5(b)). Il a été testé sur des modèles simplifiés de cosmologie puis sur la fonction de vraisemblance officielle de Planck et enfin il a été utilisé pour obtenir les distributions a posteriori des paramètres pour la fonction de vraisemblance présentée en sec. 4.

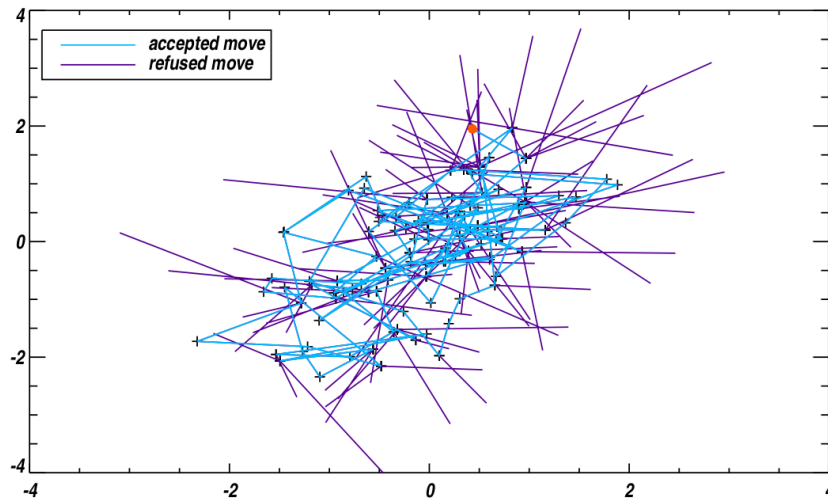


Figure 4: Une représentation visuelle de l’algorithme de Metropolis-Hastings. La distribution cible $\pi(\cdot)$ est une gaussienne 2D. Le point de départ est en rouge. La chaîne explore l’espace en passant plus de temps où $\pi(\cdot)$ est élevée. Les mouvements rejetés sont montrés en violet, les déplacements acceptés en bleu clair. Déjà avec ces premiers points nous pouvons deviner la forme de la distribution cible.

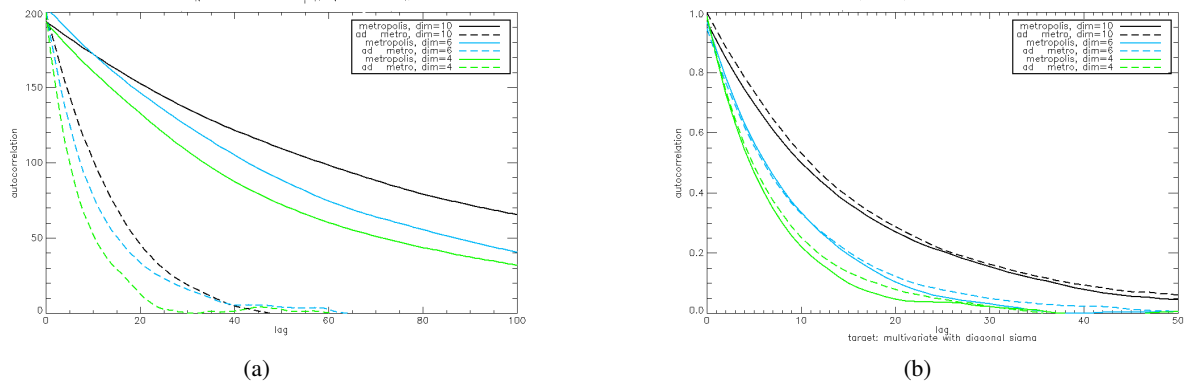


Figure 5: Autocorrélation de la chaîne de Markov en fonction de la séparation entre les éléments (*lag*). On compare l’algorithme standard Metropolis (en continu) avec l’adaptatif (en pointillés) pour le cas d’une distribution à posteriori gaussienne multivariée de différentes dimensions ($d = 10$ en noir, $d = 6$ en bleu, et $d = 4$ en vert). La distribution de la *proposal* est une gaussienne de matrice de covariance diagonale. L’algorithme adaptatif est plus performant que le Metropolis standard dans le cas où les corrélations de la matrice de covariance de la cible sont importantes (a). Dans le cas où la matrice de covariance de la distribution cible est diagonale, l’algorithme adaptatif donne des résultats équivalents à ceux de l’algorithme de Metropolis.

3.2 Profils de vraisemblance

Contrairement à la méthode bayésienne, la méthode fréquentiste n’a pas besoin d’a priori et a la propriété d’invariance de la EMV (Estimation du maximum de vraisemblance) par rapport au choix de l’ensemble des paramètres cosmologiques. La méthode est présentée en Figure 6. Pour la plupart des paramètres des distributions approximativement gaussiennes, nous avons vérifié que les deux méthodes donnent des résultats comparables. La comparaison des deux méthodes est particulièrement intéressante pour la

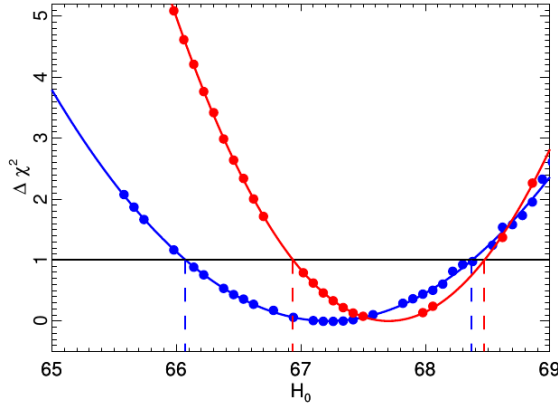


Figure 6: Profil de vraisemblance pour H_0 pour CMB seulement (en bleu) et CMB + BAO (en rouge). Pour chaque valeur fixe de H_0 une minimisation sur l'espace à $n - 1$ paramètres donne la valeur du χ_{\min} . On obtient comme ça un profil de la variable. Cette figure est tiré de [Planck Collaboration A54 \(2014\)](#).

détermination de la somme des masses des neutrinos, où la présence d'une frontière physique (la somme des masses étant supérieure à zéro) est une question subtile à traiter (sec. 7). Il est également intéressant dans le cas des variables fortement corrélées comme (τ, A_S) (sec. 6).

Les deux méthodes sont applicables à toute fonction de vraisemblance. La prochaine section est consacré à la construction d'une fonction de vraisemblance pour les hauts multipôles à partir des données du CMB de *Planck*.

4 La fonction de vraisemblance HiLLiPOP pour les hauts- ℓ

L'estimation des paramètres cosmologiques avec le CMB est basée sur la construction d'une fonction de vraisemblance. La méthodologie au-delà de $\ell \geq 50$ repose sur une approximation gaussienne pour comparer les spectres de puissance angulaire du CMB mesurés par *Planck* à ceux provenant des estimations théoriques. La fonction de vraisemblance présentée dans cette thèse, HiLLiPOP (High- ℓ Likelihood Polarization Orsay Project), a été utilisé par la Collaboration Planck pour vérifier la robustesse des données à différentes stratégies d'analyse ([Planck Collaboration. XI. 2015](#)). HiLLiPOP utilise les cartes de l'instrument à haute fréquence de *Planck* à 100, 143 and 217 GHz en température ainsi qu'en polarisation. Nous appliquons à ces cartes des masques qui dépendent de la fréquence dans le but de limiter la contamination des avant-plans astrophysiques (Fig 7).

Les spectres de puissance angulaire obtenus en cross-corrélant les cartes à 100x100, 100x143, 100x217, 143x143, 143x217 et 217x217 sont calculés en température et en polarisation en déconvoluant des masques et en corrigeant des la fonction de résolution (lobes).

Malgré l'utilisation de masques couvrant une large portion du ciel, il est nécessaire de tenir compte, pour la précision de *Planck*, des émissions résiduelles des avant-plans aux différentes fréquences et échelles angulaires. HiLLiPOP utilise les résultats obtenus par la Collaboration *Planck* sur le fond diffus infrarouge (CIB) ([Planck Collaboration XXX 2014](#)), l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) ([Planck Collaboration. XXII. 2015](#)), l'émission diffuse de la poussière Galactique en température et polarisation pour déterminer les spectres de puissance angulaire des avant-plans. La Figure 8 montre les résidus, après soustraction du CMB pour différentes fréquences et le niveau de chaque avant-plan obtenu en maximisant la fonction de vraisemblance. Pour cela, chaque modèle est multiplié par un paramètre. Ces paramètres pour les avant-plans sont listés en Table 1 avec les autres paramètres des nuisance utilise dans HiLLiPOP. On voit

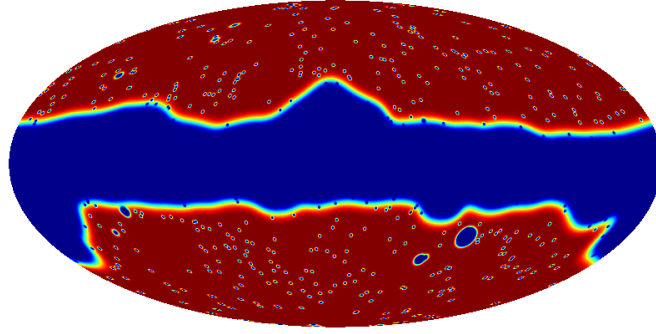


Figure 7: Exemple de masque à 143 GHz. On reconnaît le masque pour l'émission de notre Galaxie et les sources ponctuelles.

que le seul avant-plans considéré en polarisation est l'émission de la poussière galactique.

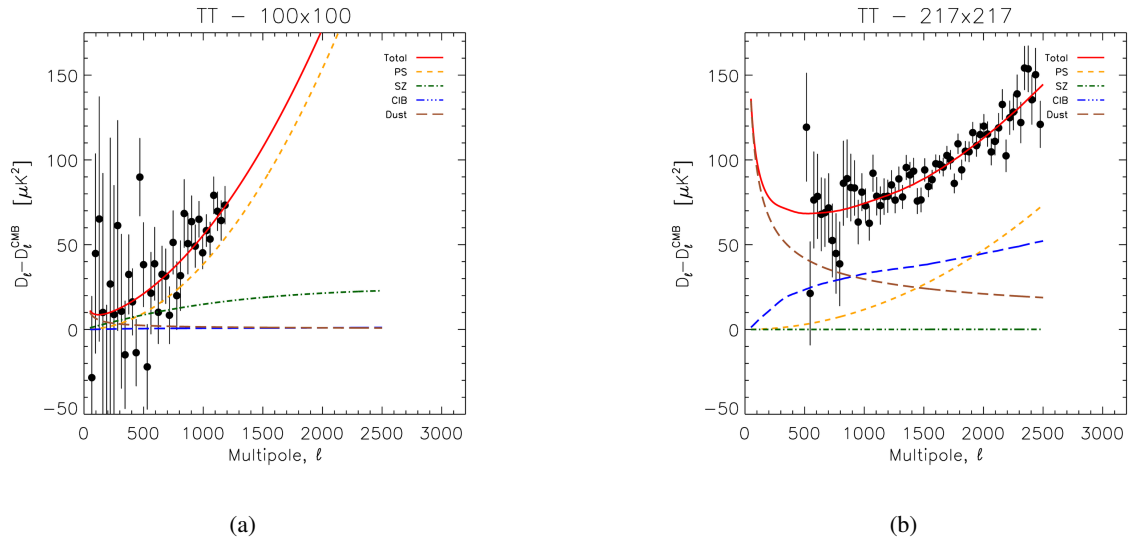


Figure 8: Residus après soustraction du CMB pour les fréquences croisée 100x100 et 217x217. Les avant-plans changent avec la fréquence.

Une partie importante de ce travail a consisté à tester ces différents modèles ainsi que leurs effets sur les paramètres cosmologiques.

La matrice de covariance (Fig 9), contenant toutes les corrélations, est estimée semi-analytiquement en utilisant des spectres de puissance lissés. Ceci permet d'éviter l'utilisation des modèles pour le signal et le bruit. Un exemple de test de validation de cette matrice sur des simulations Monte Carlo est montré en Figure 10. L'effet de choix différents pour les masques en particulier des masques de sources ponctuelles a été testé dans le détail.

Les Figure 11 et 12 montrent les spectres additionnés et les résidus par rapport au modèle du EMV à la fois pour la température et la polarisation.

5 Données complémentaires

Dans la sec. 4 nous avons présenté la fonction de vraisemblance HiLLiPOP, une approche fondée sur les spectres croisés pour les multipoles intermédiaires et élevés ($50 \leq \ell \leq 2500$), pour les données en

name	definition	prior (if any)
instrumental		
c_0	map calibration (100 GHz)	0.000 ± 0.002
c_1	map calibration (100 GHz)	0.000 ± 0.002
c_3	map calibration (143 GHz)	0.000 ± 0.002
c_4	map calibration (217 GHz)	0.002 ± 0.002
c_5	map calibration (217 GHz)	0.002 ± 0.002
A_{planck}	absolute calibration	1 ± 0.0025
foreground modelling		
$A_{\text{PS}}^{100 \times 100}$	PS amplitude in TT (100x100 GHz)	
$A_{\text{PS}}^{100 \times 143}$	PS amplitude in TT (100x143 GHz)	
$A_{\text{PS}}^{100 \times 217}$	PS amplitude in TT (100x217 GHz)	
$A_{\text{PS}}^{143 \times 143}$	PS amplitude in TT (143x143 GHz)	
$A_{\text{PS}}^{143 \times 217}$	PS amplitude in TT (143x217 GHz)	
$A_{\text{PS}}^{217 \times 217}$	PS amplitude in TT (217x217 GHz)	
A_{SZ}	scaling parameter for the tSZ in TT	
A_{CIB}	scaling parameter for the CIB in TT	
$A_{\text{dust}}^{\text{TT}}$	scaling parameter for the dust in TT	1.00 ± 0.20
$A_{\text{dust}}^{\text{EE}}$	scaling parameter for the dust in EE	1.00 ± 0.20
$A_{\text{dust}}^{\text{TE}}$	scaling parameter for the dust in TE	1.00 ± 0.20
A_{kSZ}	scaling parameter for the kSZ effect	
$A_{\text{SZ} \times \text{CIB}}$	scaling parameter for cross correlation SZ and CIB	

Table 1: Paramètres de nuisance pour la fonction de vraisemblance HiLLiPOP.

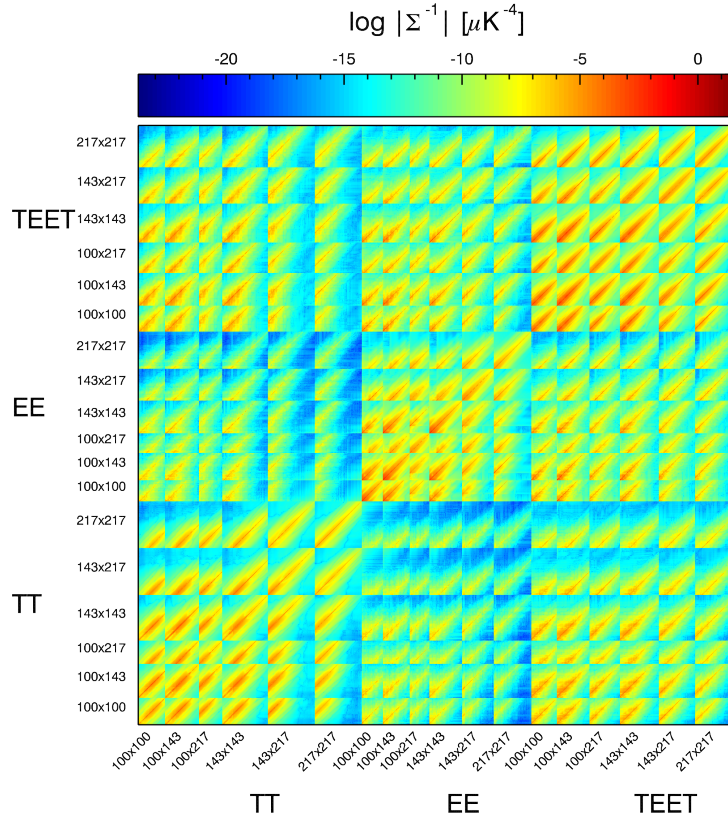


Figure 9: L'inverse de la matrice de covariance utilisée dans l'analyse. Chaque bloc décrit une combinaison différente de spectres croisés et a des dimensions différentes selon les différentes gammes $[\ell_{\min}, \ell_{\max}]$. Nous reconnaissons également les différents blocs pour les modes du CMB, TT, EE et TEET (la combinaison de TE et ET).

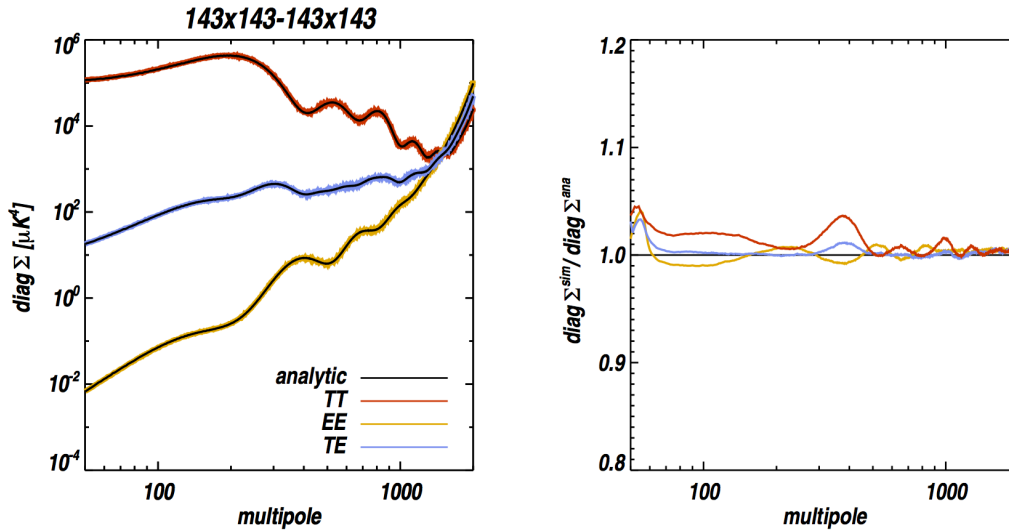


Figure 10: Exemple de test de validité avec simulations Monte Carlo des approximations de la matrice de covariance pour la fonction de vraisemblance. L'accord est au niveau du % et les effets résiduels des masques des source ponctuelles ne biaisent pas les résultats.

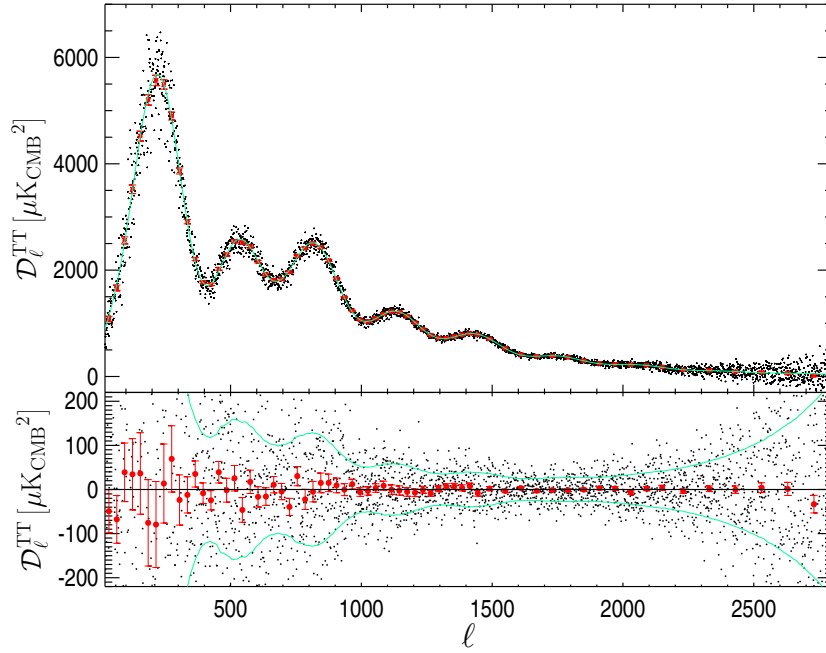


Figure 11: Le spectre de puissance en température pour $\ell \geq 50$. Les données en rouge sont binnées avec $\Delta_\ell = 31$, tandis que les points en gris sont les données non binnées. En vert dans le panneau supérieur est tracée le meilleur ajustement du modèle théorique de base Λ CDM obtenu avec HiLLiPOP, en combinaison avec LowTEB (sec. 5). Les résidus par rapport à ce modèle sont présentés dans le panneau inférieur. Les lignes vertes montrent les barres d'erreur analytiques à 68 % et correspondant bien à l'écart-type des données.

température et en polarisation de *Planck*. Pour obtenir des contraintes plus fortes sur les paramètres cosmologiques, dans les sec. 6 et 7 nous combinons cette fonction de vraisemblance avec des données complémentaires. A grand échelle ($\ell \lesssim 30$), nous utilisons principalement la fonction de vraisemblance *pixel based* LowTEB (Planck Collaboration. XI. 2015) construite avec les données *Planck* en température et en polarisation. Nous utilisons parfois aussi la fonction de vraisemblance *lollipop* (Mangilli et al. 2015) construite avec le spectre croise 100x143 EE de *Planck*. Les deux sont essentielles pour briser la dégénérescence τ - A_S .

Les données de *Planck* peuvent également être combinées avec les données à petites échelles des expériences CMB basées au sol (ACT et SPT). Bien que le CMB seul est capable de mettre des contraintes fortes, la combinaison avec des mesures de distance est un bras de levier puissant pour briser les dégénérescences du CMB. En particulier, nous avons ajouté les données sur les oscillations acoustiques des baryons et les données des Supernovæ Ia. La combinaison avec les ensembles de données complémentaires améliore les contraintes cosmologiques sur le modèle Λ CDM de base, mais sont également fondamentale pour contraindre les extensions au secteur des neutrinos comme cela est montré dans la sec 7.

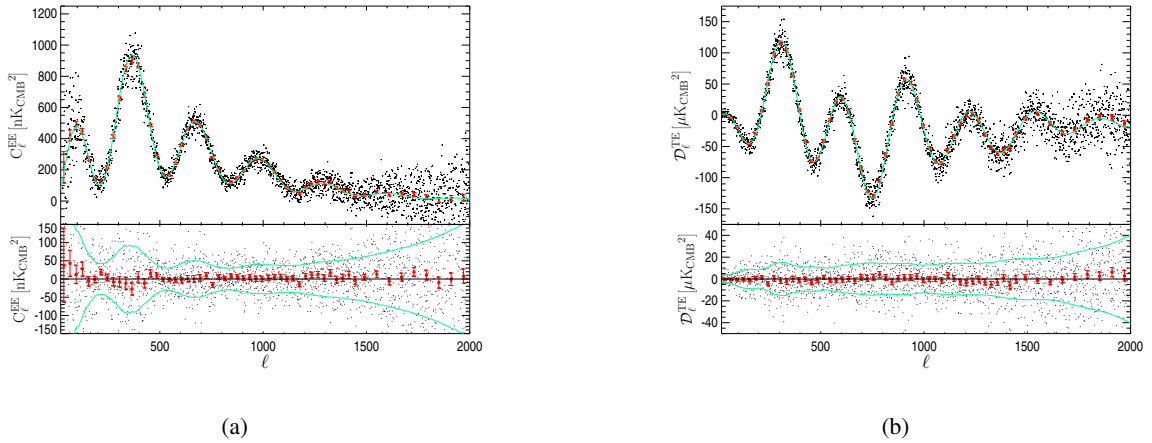


Figure 12: Le même que Fig. 11 pour EE (a) et TE (b).

par	TT 68% limits
$100\theta_s$	1.04175 ± 0.00044
$\Omega_b h^2$	$0.02221 \pm$
$\Omega_{\text{cdm}} h^2$	0.1192 ± 0.0022
n_s	0.9645 ± 0.0071
$\log(10^{10} A_s)$	3.068 ± 0.038
τ	0.072 ± 0.020
Ω_m	0.311 ± 0.013
H_0	67.5 ± 1.0
σ_8	0.816 ± 0.015

Table 2: Moyennes et erreur à 1σ des six paramètres Λ CDM de base obtenu avec HiLLiPOP TT combiné avec LowTEB pour les bas- ℓ à partir de l’algorithme MCMC décrit en sec. 3.1. Les paramètres dérivés Ω_m , H_0 et σ_8 sont aussi donnés.

6 Contraintes sur les paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM

Cette section résume les résultats cosmologiques en utilisant les données en température et en polarisation de la mission complète *Planck*. Nous utilisons la fonction de vraisemblance HiLLiPOP décrite dans la sec. 4, parfois combinée avec les données externes décrites dans la sec. 5. Nous testons le modèle Λ CDM, notamment si les spectres de puissance en température et en polarisation de *Planck* sont compatibles avec un Univers plat décrit avec six paramètres (sec. 1).

En Table 2 sont montrés les résultats pour ces paramètres obtenus avec les MCMC décrit en sec. 3.1 en utilisant HiLLiPOP en température avec LowTEB pour les bas- ℓ . θ_s est contraint avec une précision du 0.05% grâce au nombre de pics mesurés par *Planck*. La mesure au \sim % de $\Omega_b h^2$ et $\Omega_c h^2$ vient de la hauteur relative des pics. Pour n_s nous remarquons que l’hypothèse d’invariance d’échelle ($n_s = 1$) est exclu à 5σ ce qui est une prédiction des modèles d’inflation.

6.1 Comparaison entre la température et la polarisation

La Figure 13 compare les contraintes qui viennent de la température avec celles de la polarisation. Nous notons que les contraintes avec TE sont dans les $\sim 0.3\sigma$ par rapport à TT (avec l’exception

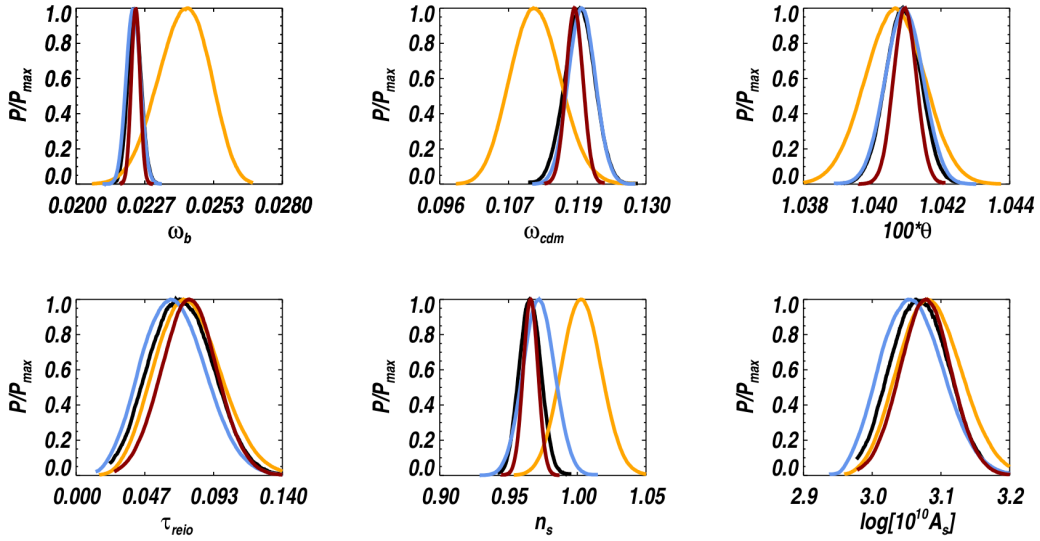


Figure 13: Contraintes marginalisées sur les paramètres du model de base Λ CDM, pour les différents modes de CMB. TT est en noir, tandis que le résultat complet (TT+pol) est en rouge. Ils sont compatibles entre 0.4σ . Nous montrons aussi les postérieurs TE en bleu. La puissance de contrainte de ce dernier est tout à fait similaire à TT seul. Enfin, en jaune, il y a des contraintes plus souples des spectres EE seul.

de n_s à 1σ) et les erreurs sont compatibles. Les barres d’erreur avec EE seul sont moins contraignant car EE a un rapport signal sur bruit plus bas que TE. La combinaison de la température avec la polarisation permet d’attendre jusqu’à 40 % d’amélioration sur certains paramètres. Comme dans [Planck Collaboration. XVI. \(2014\)](#); [Planck Collaboration. XIII. \(2015\)](#), nous trouvons un très bon accord entre les données et le paradigme cosmologique standard.

6.2 Le paramètre A_L

Nous considérons également l’extension Λ CDM + A_L qui permet de regarder les effets subtils des avant-plans résiduels et des systématiques dans les données. En [Table 3](#) nous rapportons les différentes valeurs du paramètre A_L pour plusieurs combinaisons des fonctions de vraisemblances. Les spectres de température contiennent plus d’effet de lentille gravitationnel que prévu dans un modèle Λ CDM, résultant en un écart de 2σ par rapport à l’unité pour le paramètre A_L . Nous montrons que cette préférence pour une haute A_L , se traduit en une valeur élevée de la profondeur optique τ , en tension avec le faible valeur estimée avec les mesures seules de polarisation à bas- ℓ ([Fig 14](#)).

HilliPOP (TT) +	A_L
τ prior	1.15 ± 0.10
τ prior + low- ℓ TT	1.18 ± 0.09
low- ℓ TT	1.20 ± 0.11
LowTEB	1.22 ± 0.11
LowTEB +high- ℓ polar	1.13 ± 0.08

Table 3: Les différentes estimations de A_L montrent une déviation de ce paramètre de l’unité.

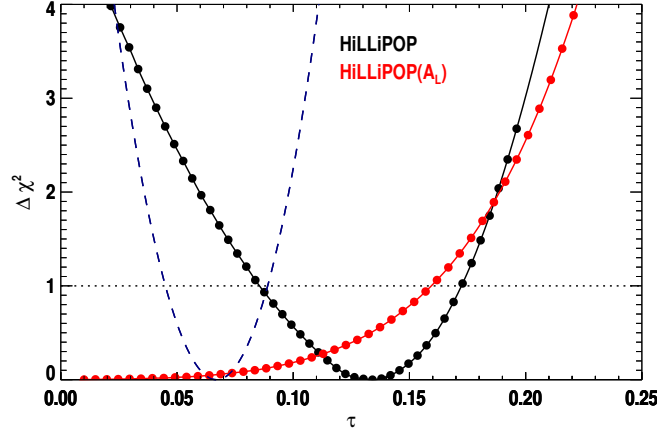


Figure 14: Profil de vraisemblance pour le paramètre τ . La contrainte est perdue si A_L est laissée libre (en rouge). L'estimation de τ obtenue avec HiLLiPOP seul ($0.13^{+0.049}_{-0.038}$, en noir) est en tension avec l'estimation obtenue avec LowTEB ($\tau = 0.067 \pm 0.023$, en bleu).

par	HiLLiPOP (TT) + BAO/SN	HiLLiPOP (TT,EE,TE) + BAO/SN
$\Omega_b h^2$	0.0221 ± 0.00018	0.0222 ± 0.00011
$\Omega_{\text{cdm}} h^2$	0.119 ± 0.0012	0.119 ± 0.00094
$100\theta_s$	1.042 ± 0.00037	1.042 ± 0.00026
τ	0.0641 ± 0.016	0.0708 ± 0.013
$\log[10^{10} A_s]$	3.052 ± 0.031	3.060 ± 0.029
n_s	0.966 ± 0.0039	0.965 ± 0.0030
H_0	67.72 ± 0.52	67.80 ± 0.43
Ω_m	0.307 ± 0.0070	0.307 ± 0.0057

Table 4: Moyennes et erreurs à 68 % pour les paramètres cosmologiques (plus les dérivés H_0 et Ω_M) lors de l'ajout des données BAO et Supernovæ. HiLLiPOP est complété dans les deux cas avec LowTEB et les données ACT et SPT.

6.3 Ajout de données aux ℓ très élevés

L'addition de données à petites échelles des expériences au sol ACT et SPT régularise la question A_L

$$A_L = 1.04^{+0.08}_{-0.07} \quad (68\%, \text{HiLLiPOP (TT) + LowTEB + ACT/SPT}),$$

et, par conséquence, la tension entre l'estimation de τ à partir des faibles et hauts- ℓ , conduisant à

$$\tau = 0.060 \pm 0.017 \quad (68\%, \text{HiLLiPOP (TT) + LowTEB + ACT/SPT}).$$

6.4 Ajout de données BAO et Supernovæ

Comme anticipé dans la sec. 5, si nous rajoutons les données provenant de mesure géométrique des distances, donc le BAO et les Supernovæ, nous améliorons les contraintes sur les paramètres cosmologiques. Les résultats pour HiLLiPOP en température et aussi pour la fonction de vraisemblance complète sont rapportés en Table 4.

7 Résultats sur les neutrinos

Si on laisse la somme de la masse des neutrinos Σm_ν libre, la surestimation de l'effet de lentille discutée dans la sec. 6.2, tire la contrainte sur l'échelle absolue de la masse des neutrinos vers des valeurs artificiellement faibles. D'autre part, la régularisation A_L avec les données ACT et SPT (sec. 6.3) donne une faible préférence pour une masse du neutrino avec un minimum de χ^2 à environ 0.3 eV (Fig 15(a)). Cette préférence non significative est effacée si les données de la BAO et supernovæ sont ajoutés (Fig. 15(b)). La meilleur contrainte que nous obtenions est avec HiLLiPOP en température et polarisation:

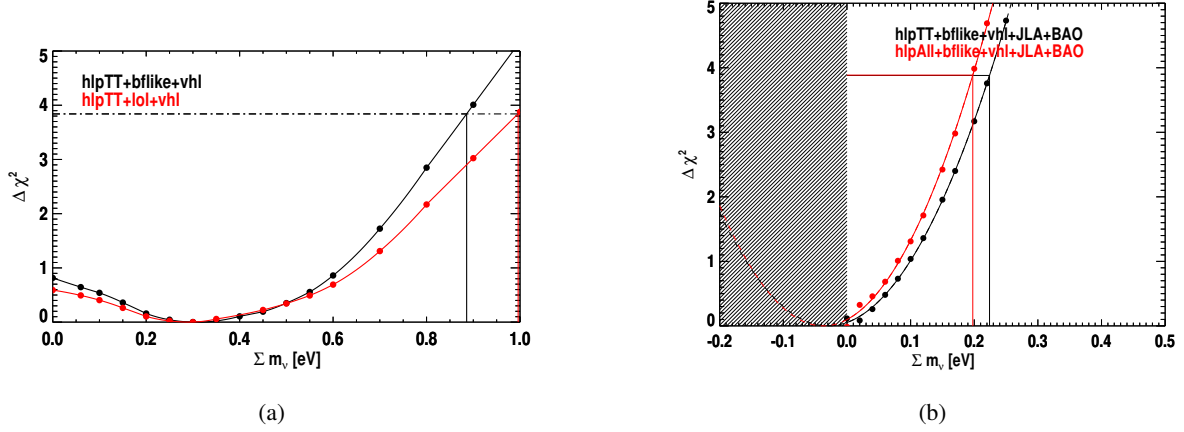


Figure 15: (a) Profil du paramètre Σm_ν pour HiLLiPOP (TT) + ACT/SPT. Pour les bas- ℓ nous utilisons à la fois LowTEB (en noir) ou *lollipop* (en rouge). (b) Le profil devient parabolique quand les données BAO et Supernovæ sont ajoutées. Les lignes verticales indiquent la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance.

$$\Sigma m_\nu < 0.20 \text{ eV} \quad (95\%, \text{HiLLiPOP (TT,EE,TE) + LowTEB + ACT/SPT + BAO/SN}).$$

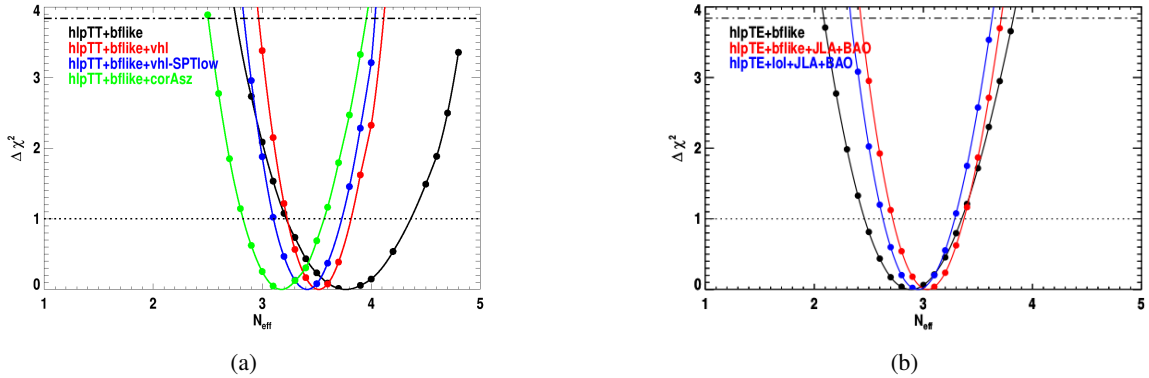


Figure 16: (a) Profil du paramètre N_{eff} en utilisant HiLLiPOP TT seul (en noir), avec un prior sur les avant-plans liés à l'effet SZ (en vert), ou en ajoutant différentes données de ACT et SPT (en rouge et bleu). (b) En noir le profil obtenu avec HiLLiPOP TE. La contrainte est améliorée en ajoutant les données BAO et SN (en rouge et bleu). Dans tous les cas on utilise LowTEB pour les bas- ℓ .

Nous étudions également la contrainte sur le nombre effectif de neutrinos N_{eff} , à savoir la densité d'énergie de toutes particules reliques, autres que les photons, encore relativistes au découplage. Nous

montrons en Figure 16(a) comment les résultats en température, bien que compatibles avec la valeur standard de 3.046, dépendent des contraintes sur les avant-plans résiduels. Nous utilisons donc la contrainte venant de spectres TE (Fig. 16(b)) qui est plus robuste car elle est presque indépendante des avant-plans (sec.4). Notre meilleure contrainte est obtenue encore une fois en ajoutant les données BAO et Supernovae

$$N_{\text{eff}} = 3.03_{-0.31}^{+0.34} \quad (68\%, \text{HiLLiPOP (TE) + LowTEB + BAO/JLA}).$$

Ce résultat exclut $N_{\text{eff}} = 4$ à plus de 99 % CL.

References

- Abazajian, K. N., Arnold, K., Austermann, J., et al., Neutrino Physics from the Cosmic Microwave Background and Large Scale Structure. 2013, ArXiv e-prints, [arXiv:1309.5383](#)
- Challinor, A. & Peiris, H. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1132, American Institute of Physics Conference Series, ed. M. Novello & S. Perez, 86–140
- Haario, H., Saksman, E., & Tamminen, J., An Adaptive Metropolis algorithm. 1998, *Bernoulli*, 7, 223
- Hamann, J., Hannestad, S., Raffelt, G. G., & Wong, Y. Y. Y., Observational bounds on the cosmic radiation density. 2007, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8, 21, [arXiv:0705.0440](#)
- Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al., Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets. 2008, *ApJ*, 686, 749, [arXiv:0804.4142](#)
- Lewis, A. & Bridle, S., Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 103511, [arXiv:astro-ph/0205436](#)
- Mangilli, A., Plaszczynski, S., & Tristram, M., Large-scale CMB temperature and polarization cross-spectra likelihoods. 2015, ArXiv e-prints, [arXiv:1503.01347](#)
- Planck Collaboration A54, Planck intermediate results. XVI. Profile likelihoods for cosmological parameters. 2014, *A&A*, 566, A54
- Planck Collaboration. X., Planck 2015 results. X. Diffuse component separation: Foreground maps. 2015, ArXiv e-prints, [arXiv:1502.01588](#)
- Planck Collaboration. XI., Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters. 2015, ArXiv e-prints, [arXiv:1507.02704](#)
- Planck Collaboration. XIII., Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015, ArXiv e-prints, [arXiv:1502.01589](#)
- Planck Collaboration. XVI., Planck 2013 results: Cosmological parameters. 2014, *A&A*, 571, A16
- Planck Collaboration. XXII., Planck 2015 results. XXII. A map of the thermal Sunyaev-Zeldovich effect. 2015, ArXiv e-prints, [arXiv:1502.01596](#)
- Planck Collaboration XXX, *Planck* 2013 results: Cosmic infrared background measurements and implications for star formation. 2014, *A&A*, 571, A30
- Tauber, J. A., Norgaard-Nielsen, H. U., Ade, P. A. R., et al., Planck pre-launch status: The optical system. 2010, *A&A*, 520, A2