

Table des matières

1	Introduction	1
2	Les anisotropies du CMB	1
2.1	La surface de dernière diffusion	1
2.2	Le calcul des anisotropies	2
2.3	Les anisotropies primaires	3
2.3.1	Le potentiel gravitationnel	4
2.3.2	Le fluide photons-baryons	4
2.3.3	Oscillations acoustiques	5
2.3.4	Effet de la force gravitationnelle	6
2.3.5	Influence de la constante cosmologique	6
2.3.6	L'amortissement de Silk	7
2.4	La projection sur le ciel	7
2.5	Les anisotropies secondaires	8
2.5.1	L'effet Sachs-Wolfe intégré	8
2.5.2	La réionisation	9
2.6	Les rayonnements d'avant-plan	10
2.7	Les observations actuelles	10
3	Description technique de l'expérience ARCHEOPS	11
3.1	Principe de couverture du ciel	11
3.2	La nacelle	13
3.3	Les bolomètres	13
3.4	Le télescope	14
3.5	Le senseur stellaire	14
4	Structure et traitement des données d'ARCHEOPS	14
4.1	Format des données	14
4.2	Le traitement des erreurs	14
4.3	Le code de lecture du flot de bits	15
5	Les tests effectués à l'ISN	16
5.1	La plate-forme de pointage	16
5.2	Les tests de la source	16
5.3	Les tests du senseur stellaire	17
5.3.1	Le laser de test	17
5.3.2	Les photodiodes du senseur	19
5.4	Test des bolomètres	19
6	Conclusion	20
7	Remerciements	20
A	Quelques éléments de cosmologie	22
A.1	Les équations de Friedmann	22
A.2	Les paramètres cosmologiques	22
A.3	La matière noire	23
A.4	Le paradigme de l'inflation	24
B	Le code CMBFAST	24

1 Introduction

Le rayonnement de fond cosmologique (Cosmic Microwave Background¹), prédit par Gamow, Alpher et Herman [1] dans le cadre d'un modèle de Big Bang chaud, et observé en 1964 par Penzias et Wilson[23] est un pilier de la cosmologie observationnelle actuelle. Les mesures effectuées depuis sa découverte ont montré son origine thermique : le spectre correspond presque parfaitement à celui d'un corps noir, à une température de 2.7277 ± 0.002 K [5]. Il est en outre remarquablement isotrope, les anisotropies (variations relatives de température selon la direction d'observation) mises en évidence par le satellite COBE[5] étant inférieures à $\Delta T/T = 10^{-5}$ à une échelle de 10 degrés sur le ciel.

Depuis 1992, on s'attache à déterminer les anisotropies avec une résolution de l'ordre de 10 minutes d'arc. A cette échelle en effet, les anisotropies apportent des contraintes sur les valeurs des différents paramètres cosmologiques [17][20], et constituent donc un test pour les modèles cosmologiques, en particulier les différents scénarii inflationnaires [3] incluant une contribution de matière sombre froide (Cold Dark Matter²). Pour la densité moyenne de l'Univers, on dispose ainsi d'une méthode complémentaire à l'observation des supernovae à grand redshift[24].

C'est pour réaliser cet objectif que va être lancé prochainement le ballon ARCHEOPS, fruit d'une collaboration internationale³. Ce télescope doit couvrir 25% du ciel, avec une résolution de 10 minutes d'arc et une sensibilité de $\Delta T/T \sim 3.10^{-5}$. Son instrumentation est similaire à celle prévue pour l'instrument HFI du satellite européen PLANCK-SURVEYOR, qui doit être lancé en 2007.

L'équipe de l'ISN de Grenoble, au sein de laquelle j'effectue mon stage de DEA, participe à cet effort, en assurant la construction d'une source millimétrique afin d'étalonner le système (télescope et bolomètres) et la construction de la plate-forme de pointage.

2 Les anisotropies du CMB

2.1 La surface de dernière diffusion

Pendant l'ère plasma- γ , qui commence environ une seconde après le Big Bang, le fluide cosmique en interaction mutuelle est constitué de protons, de neutrons, d'électrons, de neutrinos, de leurs antiparticules et de photons. Cette ère est caractérisée par la nucléosynthèse primordiale, qui conduit à la synthèse des noyaux de deutérium, d'hélium et de lithium (vers 0.1 MeV pour le deutérium). La nucléosynthèse primordiale fixe une limite forte sur la densité de matière baryonique présente dans l'Univers. En unités de densité critique, on trouve $\Omega_B \leq 0.05$, ce qui indique que la matière baryonique ne peut rendre compte à elle seule de la valeur $\Omega \geq 0.3$ donnée par l'observation des amas de galaxies, et qu'il doit exister de la matière sombre (cf Annexe A.3).

La fin de l'ère plasma- γ est marquée par l'égalité $\rho_m = \rho_\gamma$; à partir de là, c'est la matière qui domine l'expansion de l'Univers, et d'après les équations de Friedmann (34) et (35), la variation du facteur d'échelle passe de $a \propto t^{1/2}$ à $a \propto t^{2/3}$. On dit que l'on passe de l'ère radiative (toutes les époques précédentes) à l'ère de matière, qui se déroule jusqu'à nos jours.

Vers $z = 1000$ a lieu la recombinaison⁴, instant où les électrons sont capturés par les noyaux. Les photons qui avant interagissaient avec des particules chargées (électrons et protons) interagissent avec des atomes. Le section efficace d'interaction photon-noyau est plus petite que la section efficace d'interaction photon-particule chargée, le temps moyen entre deux interactions devient plus grand que le temps caractéristique de l'expansion que l'on définit à partir de l'équation de Friedmann (34) (avec $k = 0$ pour simplifier) :

$$t_{exp} = \left(\frac{8\pi G\rho(t)}{3} \right)^{-\frac{1}{2}} = \left(\frac{dt}{dz} \right) \quad (1)$$

On dit alors que les photons sont découplés de la matière (ou fossilisés), ils ne sont plus en équilibre thermodynamique avec elle et on peut négliger leur interaction avec elle. Ce sont ces photons fossilisés qui constituent le rayonnement micro-onde cosmique (CMB) dont ARCHEOPS se propose d'étudier les anisotropies. Comme l'Univers était opaque aux photons jusqu'au découplage, le rayonnement observé suit

1. en abrégé CMB.

2. en abrégé CDM.

3. CNRS (France), Universita di Roma (Italie), Queen Mary and Westfield College (Royaume-Uni), Caltech et University of Minnesota (Etats-Unis).

4. terme traditionnel qui peut prêter à confusion : il s'agit de la première combinaison entre électrons et noyaux.

la loi de corps noir avec un écart relatif inférieur à 10^{-5} . L'isotropie observée est un argument de poids en faveur des modèles de Big Bang : en effet la densité actuelle de matière relativement aux photons (environ un atome pour un milliard de photons) est insuffisante pour assurer la thermalisation du rayonnement. On rappelle qu'un corps noir émet, par unité d'aire, d'angle solide, de fréquence et de temps l'énergie incidente suivante :

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (2)$$

Du fait de l'expansion de l'Univers, le corps noir du CMB est à la température $T_0 = T_r/(1 + z_r)$, où l'indice r correspond à l'époque de la recombinaison. COBE a fixé T_0 à 2.7277 ± 0.002 K [5], ce qui en fait le paramètre cosmologique le mieux connu. Ces photons semblent provenir d'une surface qualifiée de surface de dernière diffusion, située à $z \sim 1000$ avec une épaisseur de $z \sim 100$, qui représente l'instant du découplage⁵.

Après le découplage, la pression de radiation n'empêche plus la matière de s'agglomérer pour former les structures galactiques que nous observons aujourd'hui. Cette agglomération suppose que la matière n'était pas exactement homogène, et qu'il existait des perturbations de densité qui ont laissé leur empreinte sur le CMB et ont donné les anisotropies observées pour la première fois par COBE [31]. L'étude du CMB est donc un outil de choix pour étudier l'origine des grandes structures de l'Univers.

2.2 Le calcul des anisotropies

On distingue les anisotropies primaires des anisotropies secondaires. Les anisotropies primaires sont issus des phénomènes prenant place autour de la surface de dernière diffusion, tandis que les anisotropies secondaires incluent les phénomènes ultérieurs [22].

A l'exception de quelques effets à bas redshift, les calculs de CMB sont effectués dans la cadre de la théorie des perturbations linéaires⁶, dont la physique est bien comprise aujourd'hui. En effet, toutes les grandeurs intervenantes étant des petites perturbations de la solution homogène de Friedmann-Robertson-Walker. Dans une jauge newtonienne [11], on fait intervenir les grandeurs suivantes [22] :

- $\delta_X \equiv \delta\rho_X/\rho_X$, la perturbation de la densité de l'espèce X (baryons, CDM...);
- \vec{v}_X , le champ des vitesses de l'espèce X ;
- Ψ , le champ gravitationnel de Newton ;
- Φ , la perturbation de la courbure spatiale ;
- f_γ , la fonction de distribution (spatio-temporelle) des photons.

Pour les espèces non relativistes (baryons et CDM), on utilise les équations de continuité, d'Euler et de Poisson, qui s'écrivent respectivement pour la CDM :

$$\frac{d\delta_{CDM}}{dt} + \nabla \cdot \vec{v}_{CDM} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{v}_{CDM}}{dt} + 2\frac{1}{a}\frac{da}{dt}\vec{v}_{CDM} = -\frac{1}{a^2}\nabla\Psi \quad (4)$$

$$\nabla^2\Psi = 4\pi G\bar{\rho}\delta \quad (5)$$

où a est le facteur d'échelle, $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de matière, δ est la perturbation moyenne. Les dérivées spatiales sont prises par rapports aux coordonnées comobiles.

Pour les espèces relativistes (photons et neutrinos), on utilise l'équation de Boltzmann :

$$\frac{Df}{Dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x^i} \frac{dx^i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \gamma^i} \frac{d\gamma^i}{dt} = C[f] \quad (6)$$

5. L'Univers avait environ 100 000 ans.

6. On ne considère pas ici les modèles de défauts topologiques.

où p est la norme de l'impulsion, γ^i est le cosinus directeur de l'impulsion et C est un terme collisionnel, incluant notamment la diffusion Compton.

Les calculs se révèlent plus simples dans l'espace de Fourier :

$$\delta(\vec{x}, t) = \sum_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}}(t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (7)$$

On considère d'abord le spectre de puissance (on suppose l'isotropie et l'ergodicité):

$$P(k) = \langle |\delta_{\vec{k}}|^2 \rangle \quad (8)$$

où les crochets désignent une moyenne d'ensemble. Les modèles inflationnaires prédisent que les perturbations scalaires doivent être gaussiennes et invariantes par changement d'échelle. Le spectre de puissance s'écrit alors :

$$P(k) \propto k^{n_s} \quad (9)$$

où n_s est l'indice spectral scalaire, dont la valeur est proche de 1 pour satisfaire à l'invariance par changement d'échelle. Il existe aussi un indice tensoriel associé au spectre d'ondes gravitationnelles, et donnant lieu à des anisotropies tensorielles s'ajoutant aux anisotropies scalaires, et des modes vectoriels qui décroissent très vite au cours du temps et sont aujourd'hui négligeables.

Il faudra ensuite faire le lien avec ce que l'on observe dans l'espace réel dans la direction définie par les angles θ et φ , à savoir le spectre de puissance angulaire :

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle \quad (10)$$

où les coefficients a_{lm} sont ceux de la décomposition des fluctuations de température en harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (11)$$

L'équation (10) montre que les coefficients C_l sont définis comme une moyenne d'ensemble ne comprenant qu'un nombre fini de réalisations. Si on suppose que les a_{lm} obéissent à une loi gaussienne⁷, le meilleur estimateur pour les C_l est :

$$\hat{C}_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2 \quad (12)$$

La variance de cet estimateur est appelée la variance cosmique :

$$\text{Var}(\hat{C}_l) = \frac{2}{2l+1} C_l \quad (13)$$

Il est donc impossible de connaître les C_l avec une incertitude relative inférieure à $(l + \frac{1}{2})^{-1/2}$. Le spectre de puissance angulaire du Λ CDM est donné figure 1. La détermination exacte du spectre de puissance angulaire nécessite la résolution de l'équation de Boltzmann (6) couplée aux équations d'Einstein (30), ce qui est fait dans les codes numériques comme CMBFAST (voir annexe B pour voir la méthode utilisée par le code). Le programme CMBFAST[29] calcule des spectres de puissance angulaire de CMB en quelques minutes (contre plusieurs heures pour les programmes qui résolvent directement les équations de Boltzmann et d'Einstein) en dissociant les termes de sources des termes géométriques. Ce programme va permettre l'étude des différents mécanismes physiques conduisant aux anisotropies du CMB.

2.3 Les anisotropies primaires

Le but de cette section est d'expliquer l'origine physique des pics observés sur la figure 1 en soulignant l'influence des différents paramètres cosmologiques.

⁷. Dans ce cas, les C_l contiennent toute l'information spectrale.

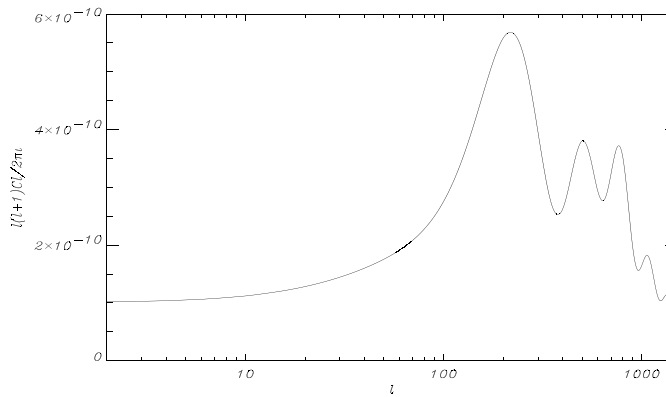


FIG. 1: Le spectre de puissance pour le modèle SCDM (Standard Cold Dark Matter). On a pris $H_0 = 50$, $n = 1$, $\Omega_B = 0.05$, $\Omega_{CDM} = 0.95$, $\Omega_\Lambda = 0$. Le préfacteur $l(l+1)/2\pi$ en ordonnée est conventionnel. Ce spectre a été calculé avec le programme CMBFAST, voir annexe B.

2.3.1 Le potentiel gravitationnel

On suppose qu'à la fin de l'ère radiative⁸ on a $\Omega_B \ll \Omega_{CDM}$, ce qui permet de calculer Ψ et δ en utilisant les équations (3) (4) (5) sans tenir compte des autres espèces⁹. On obtient pour δ :

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + 2\frac{1}{a}\frac{da}{dt}\frac{d\delta}{dt} - 4\pi G\bar{\rho}\delta = 0 \quad (14)$$

Durant l'ère matérielle, les équations de Friedmann donnent pour le facteur d'échelle $a \propto t^{2/3}$, on a donc¹⁰ comme solution croissante $\delta \propto t^{2/3}$. En reportant dans l'équation (5), on constate que Ψ est indépendant du temps.

En revanche, durant l'ère radiative, le terme de droite de l'équation (14) $4\pi G\bar{\rho}\delta$ est négligeable, et on obtient les solutions $\delta = \text{const}$ et $\delta \propto \ln(t)$. Le potentiel Ψ décroît alors au cours du temps.

2.3.2 Le fluide photons-baryons

Juste avant la recombinaison, on suppose que les photons et la matière ordinaire (baryons et électrons) sont fortement couplés par la force électromagnétique, c'est-à-dire que le temps moyen entre deux interactions photon-matière est court devant les échelles de temps pertinentes, à savoir l'échelle de temps de l'expansion H^{-1} , le temps de traversée par la lumière d'un mode de Fourier $(ck)^{-1}$ et le temps mis par le son pour parcourir un mode $(c_s k)^{-1}$. Les photons sont alors thermalisés et f_γ est isotrope et ne dépend que de la température du fluide. Dans l'hypothèse d'adiabaticité, et si la matière est dominante, $n_\gamma \propto n_B \propto T^3$ [15]. Le système est alors déterminé par la connaissance d'une seule variable, on choisit la fluctuation de température, qui est l'observable physique que l'on veut déterminer dans l'expérience ARCHEOPS :

$$\Theta(\vec{x}, t) \equiv \frac{\Delta T}{T}(\vec{x}, t) = \frac{1}{3}\delta_B(\vec{x}, t) \quad (15)$$

En utilisant les équations (3) et (4), on peut arriver à l'équation (16) dans l'espace de Fourier [22]. Pour plus de détails sur cette équation, voir [12] et [14]¹¹.

$$\frac{d}{d\eta} \left[(1+R) \frac{d}{d\eta} \Theta \right] + \frac{k^2}{3} \Theta = F(\eta) \quad (16)$$

Précisons les termes de (16) :

– η est le temps comobile¹² $d\eta = dt/a(t)$.

8. événement quasi-contemporain de la recombinaison, voir 2.1.

9. Par définition, la CDM n'interagit pas avec les photons.

10. On remarquera que $\bar{\rho} \propto a^{-3}$.

11. Dans ces références, l'équation 16 est divisée par $1+R$.

12. La métrique de Robertson-Walker s'écrit alors simplement $ds^2 = a^2(t) \left[d\eta^2 - \frac{dr^2}{1-kr^2} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \right]$.

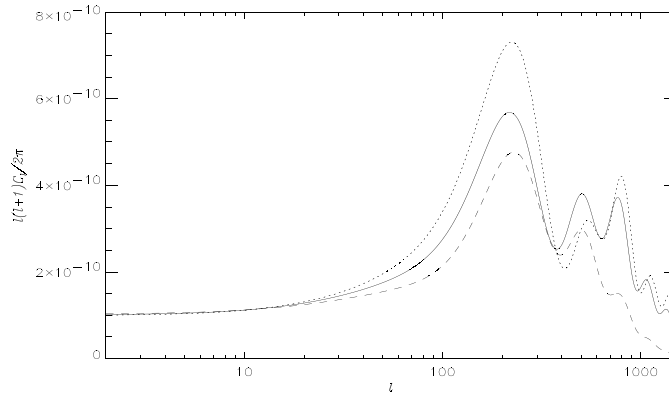


FIG. 2: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST avec $\Omega_B = 0.05$ (trait plein), $\Omega_B = 0.1$ (pointillés) et $\Omega_B = 0.01$ (trait interrompu), en prenant $H_0 = 50$ et $\Omega = 1$.

$$- R \equiv 3\rho_B/4\rho_\gamma;$$

- le membre de droite traduit la force gravitationnelle, s'il n'y a pas de contrainte anisotrope, c'est-à-dire que $\Psi = -\Phi$ [11], il s'écrit :

$$F(\eta) = -\frac{k^2}{3}(1+R)\Psi \quad (17)$$

2.3.3 Oscillations acoustiques

Que décrit l'équation (16) ? Les baryons sont attirés par les forces gravitationnelles dues à la CDM, mais la pression de radiation des photons les repousse. Il s'ensuit une série d'oscillations acoustiques de mode k . On reconnaît en effet en (16) l'équation d'un oscillateur en régime forcé. Si les perturbations sont adiabatiques, on a $\dot{\Theta}(0) = 0$ et $\Theta(0) = -2\Psi/3$, d'où :

$$\Theta(\eta) = -(1+R)\Psi + \frac{1}{3}(1+3R)\Psi \cos(kc_s\eta) \quad (18)$$

où $c_s \equiv 1/\sqrt{3(1+R)}$ est la vitesse du son. En plus de ce terme de fluctuations intrinsèques, les anisotropies primaires comportent un terme Doppler et un terme rendant compte de la différence de potentiel gravitationnel entre le lieu d'émission et d'observation des photons (effet Sachs-Wolfe [27]). Dans l'espace de Fourier :

$$\frac{\Delta T}{T} = [\Psi - \hat{r} \cdot \vec{v} + \Theta]_{\eta=\eta_{LS}} \quad (19)$$

où \hat{r} est un vecteur unitaire dans la direction d'observation et η_{LS} est le temps comobile lors de la dernière diffusion. La contribution de Ψ et Θ donne lieu à une oscillation cosinusoidale, et le terme Doppler à une oscillation sinusoidale [22] :

$$\frac{\Delta T}{T} = -(1+R)\Psi + \frac{1}{3}(1+3R)\Psi \cos(kc_s\eta_{LS}) + \frac{1}{3}(1+3R)kc_s\Psi \sin(kc_s\eta_{LS}) \quad (20)$$

L'oscillation Doppler est en quadrature avec celle due à la gravité et aux variations intrinsèques de température, mais avec une amplitude plus petite, on a donc au total une série de pics¹³ caractérisés par $kc_s\eta_{LS} = m\pi$ avec $m \in \mathbb{N}$. Le premier pic correspond au mode qui a oscillé pendant une demi-période à η_{LS} , le second pic au mode qui a oscillé durant une période entière, etc....

La hauteur des pics dépend de R , et donc de Ω_B . On conclut que, à h constant, plus Ω_B est grand, plus l'amplitude des oscillations est importante, l'effet étant plus marqué pour les pics impairs (le terme cosinusoidal dans (20) étant du même signe que le terme constant). Ceci peut être vu sur la figure 2. L'expérience ARCHEOPS est donc susceptible d'apporter une contrainte sur la valeur de Ω_B .

13. Ces pics sont appelés pics Doppler, alors que la contribution de l'effet Doppler y est nulle !

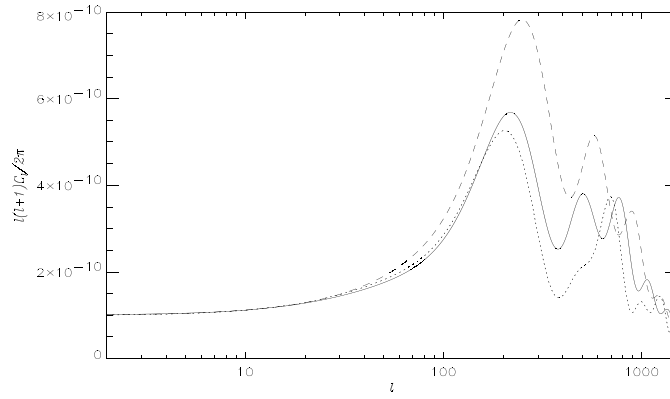


FIG. 3: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST pour $h = 0.5$ (trait plein), $h = 0.75$ (pointillés) et $h = 0.35$ (trait interrompu) dans un univers plat.

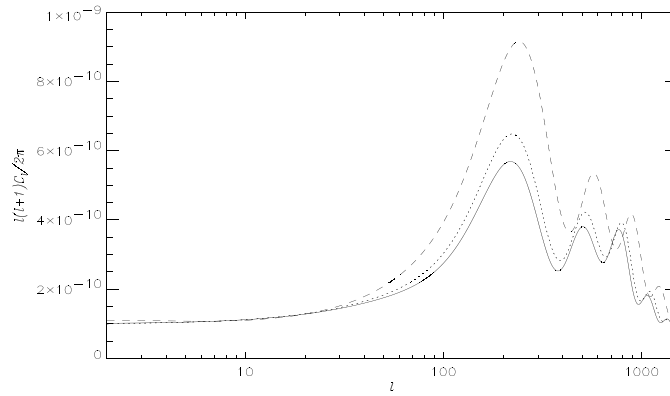


FIG. 4: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST pour $\Omega_\Lambda = 0$ (plein), 0.2 (pointillés) et 0.6 (interrompu) dans un univers plat.

2.3.4 Effet de la force gravitationnelle

En fait $F(\eta)$ n'est pas constant dans le temps, comme on l'a supposé dans 2.3.3, mais dépend du temps car Ψ décroît durant l'ère radiative (voir 2.3.1). D'après l'équation (19), si $|\Psi_k|$ diminue¹⁴, $\frac{\Delta T}{T}_k$ augmente. On montre [22] que les modes les plus amplifiés sont ceux qui entrent dans l'horizon avant le passage de l'ère radiative à l'ère matérielle, caractérisé par le redshift :

$$z_{eq} = 24000\Omega_0 h^2 \quad (21)$$

Plus la constante de Hubble est petite à Ω_0 fixée, plus il y a de modes concernés et plus l'amplitude des pics sur le spectre angulaire est importante. Cet effet est montré sur la figure 3. On notera que l'effet sur les pics secondaires est différent de celui observé pour une variation de Ω_b ; en particulier, pour $H_0 = 75$, le second pic est pratiquement effacé. Ceci devrait permettre de distinguer les effets dus à Ω_B et à H_0 avec ARCHEOPS, dont la résolution angulaire donne accès aux pics situés à $l < 1500$.

2.3.5 Influence de la constante cosmologique

Si l'Univers est plat, une constante cosmologique non nulle raréfie la matière et l'amplitude des oscillations est augmentée à l constant, comme le montre la figure 4. Dans la mesure où cet effet est opposé à celui dû à l'augmentation de Ω_b , il n'est pas facile de distinguer entre les deux. Si on regarde attentivement

14. Ψ est négatif car en dérive une force attractive.

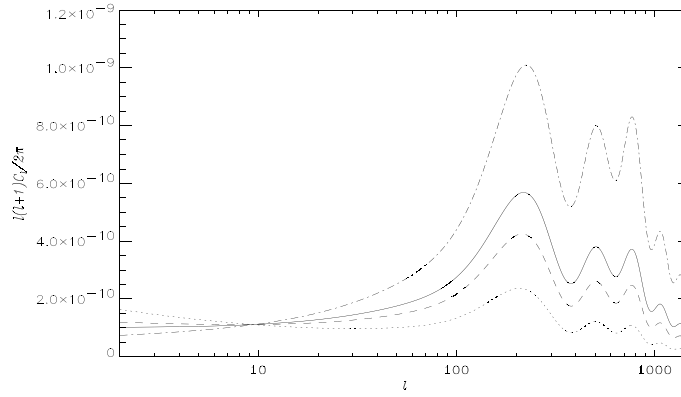


FIG. 5: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST pour $n_S=0.7$ (pointillés), 0.9 (interrompu), 1 (plein) et 1.2 (mixte).

les figures 2 et 4, on constate que l'augmentation de Ω_Λ déplace légèrement les pics secondaires vers les grands l . On peut aussi recouper les données ARCHEOPS avec les données issues de l'étude des supernovae à grand redshift [24], dont les mesures sont sensibles à $\Omega_m - \Omega_\Lambda$.

2.3.6 L'amortissement de Silk

On a fait dans 2.3.2 l'hypothèse d'un couplage fort entre les photons et les baryons pour mener des calculs relatifs à la surface de dernière diffusion. Or cette hypothèse n'est plus tout-à-fait vraie au voisinage immédiat de la dernière diffusion, il faut tenir compte d'un libre parcours moyen non nul des photons entre deux diffusions. Les photons peuvent ainsi quitter des régions denses et diffuser vers des régions moins denses, ce qui a pour effet d'amortir les oscillations [30]. En outre, la surface de dernière diffusion présente une certaine épaisseur. Les oscillations sur des longueurs plus petites que cette épaisseur s'additionnent sur une même ligne de visée. Tout ceci conduit à un effacement progressif des anisotropies pour $l > 800$, comme on peut le voir sur la figure 1. Cet amortissement rend l'étude du CMB peu utile au-delà de $l = 1500$ ce qui correspond à la résolution d'ARCHEOPS (10 minutes d'arc) et explique que l'on se soit limité à cette valeur pour les spectres présentés ici.

2.4 La projection sur le ciel

On a jusqu'à présent travaillé dans l'espace de Fourier. Si on appelle D la distance nous séparant de la surface de dernière diffusion (en coordonnées comobiles), l'anisotropie observée dans une direction \hat{r} de l'espace réel est simplement :

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{r}) = \sum_{\vec{k}} \frac{\Delta T}{T}(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot D\hat{r}) \quad (22)$$

On procède à l'identification avec le développement de $\frac{\Delta T}{T}$ en harmoniques sphériques (équation (11)) et on obtient (voir [16]) que la puissance totale dans un multipole l est dans le cas d'un Univers plat :

$$a_l^2 \equiv \sum_{m=-l}^{m=l} |a_{lm}|^2 = 4\pi(2l+1) \left| \frac{\Delta T}{T}(\vec{k}) \right|^2 j_l^2(kD) \quad (23)$$

Les fonctions de Bessel sphériques $j_l(kD)$ ont leur maximum à $kD = l$. En conséquence un mode de Fourier contribue aux multipôles $l \sim kD$. Cette correspondance entre les espaces réels et de Fourier a pour conséquence que modifier la valeur de l'indice spectral scalaire (voir équation (9)) revient à modifier la puissance à l constant (voir figure 5).

Si l'Univers n'est pas plat, mais ouvert, une dimension angulaire correspond à une distance sur la surface de dernière diffusion plus grande que dans le cas plat. Un mode de Fourier contribue aux multipôles $l \sim kD_a$

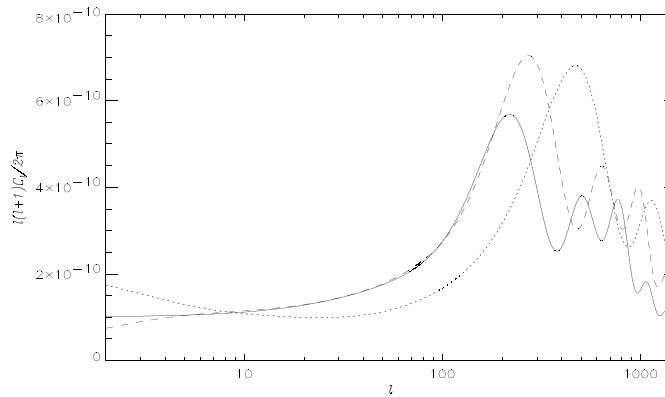


FIG. 6: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST pour $\Omega_0=1$, 0.7 (interrompu), 0.3 (pointillés).

où D_a est définie par :

$$D_a = \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(\sqrt{|k|}D) \quad (24)$$

où k est la courbure de l'Univers¹⁵. Comme $kD_a > kD$, les pics sont décalés vers les grands l , c'est-à-dire vers les petites échelles angulaires, ce décalage étant d'autant plus marqué que l'Univers est ouvert (voir figure 6). Plus précisément, la position du premier pic est $l \simeq 200\sqrt{\Omega_0}$ [33]. L'expérience ARCHEOPS doit donc apporter une contrainte sur la valeur de ce paramètre.

2.5 Les anisotropies secondaires

Après la surface de dernière diffusion, la matière est globalement neutre et donc les photons ne sont plus couplés avec elle. Les photons du CMB suivent donc des géodésiques jusqu'à l'observateur, les anisotropies secondaires sont donc causées par des perturbations gravitationnelles (effet Sachs-Wolfe intégré) et par une réionisation du milieu traversé.

2.5.1 L'effet Sachs-Wolfe intégré

Cet effet [27] a lieu lorsque le photon du CMB traverse un potentiel gravitationnel qui varie au cours du temps. Lorsque le photon descend dans le puits de potentiel, sa longueur d'onde est décalée vers le bleu (c'est l'effet Sachs-Wolfe simple, cf 2.3.3). Mais si le potentiel gravitationnel décroît pendant la traversée, le décalage vers le rouge consécutif à la remontée ne compensera pas entièrement le décalage vers le bleu, et on observera un photon plus énergétique. On a vu (cf 2.3.1) que le potentiel gravitationnel est constant si la densité radiative domine la densité matérielle, si l'Univers est quasi-plat et si l'approximation des perturbations linéaires est fondée. Un effet Sachs-Wolfe intégré a lieu lorsqu'une de ces conditions n'est pas strictement respectée.

- L'effet Sachs-Wolfe intégré à la dernière diffusion : l'égalité $\rho_{rad} = \rho_{mat}$ définissant le passage de l'ère radiative à l'ère matérielle est placée par les modèles usuels peu de temps avant la dernière diffusion, mais pas suffisamment avant pour que la décroissance du potentiel gravitationnel soit totalement négligeable. Cet effet augmente la puissance du spectre aux petits l (les modes de grand k , donc contribuant aux grands l , oscillent plusieurs fois durant le temps caractéristique de décroissance du potentiel, l'effet Sachs-Wolfe intégré s'annule donc en moyenne), typiquement $l < 200$, est d'autant plus notable que la densité totale de matière $\Omega_0 h^2$ est petite (voir figure 3).
- L'effet Sachs-Wolfe intégré et la géométrie de l'Univers : si l'Univers n'est pas plat, le potentiel gravitationnel décroît à un redshift typique $z \sim \Omega_0^{-1}$. Les modes affectés sont ceux dont la longueur

15. Dans le cas d'un Univers fermé, le sinus hyperbolique doit être remplacé par un sinus circulaire.

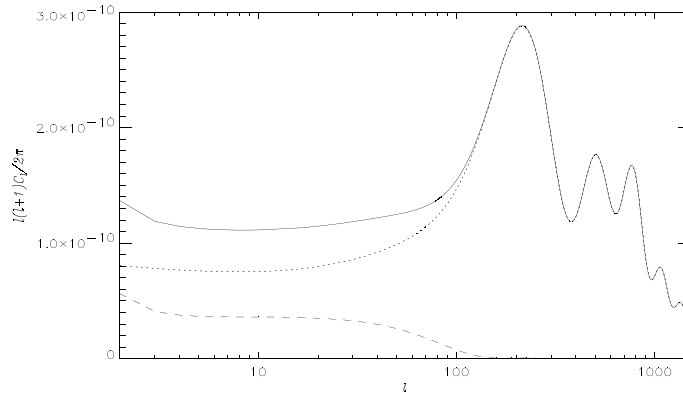


FIG. 7: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST avec en traits plein les modes scalaires seuls avec $n_s=0.9$, en traits interrompus les modes tensoriels seuls avec $n_t = n_s - 1$ et en pointillés la superposition des deux.

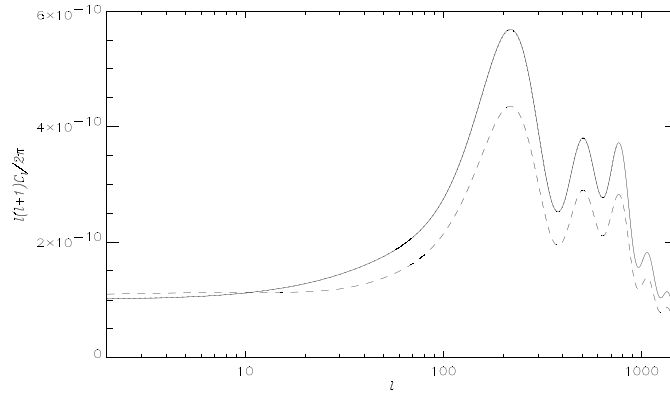


FIG. 8: Spectre de puissance calculé avec CMBFAST sans réionisation (trait plein), avec une réionisation à $z = 10$ (non séparable) et à $z = 100$ (trait interrompu). La fraction de photons réionisés est 0.2.

d'onde est comparable à la longueur caractéristique de décroissance, donc l'effet est visible aux petits l (voir figure 6).

- L'effet Sachs-Wolfe intégré et les effets non linéaires : la principale contribution non linéaire au spectre du CMB est celle des ondes gravitationnelles primordiales, auxquelles on associe un indice spectral tensoriel. L'effet est surtout notable aux petits l (typiquement $l < 100$), comme on peut le voir sur la figure 7.

Ces effets modifient notablement le spectre de puissance à l'échelle angulaire à laquelle COBE a eu accès (10 degrés), bien que les barres d'erreurs aient été trop grandes pour contraindre les paramètres cosmologiques impliqués ici.

2.5.2 La réionisation

Après la recombinaison, le milieu traversé par les photons peut être réionisé à grande échelle, en particulier par les premières étoiles et la formation des grandes structures. Une présentation détaillée de la réionisation figure dans Hu et al. [13]. Pour résumer, si la réionisation a lieu à des redshifts modérés, comme le prédisent les modèles de CDM pour la formation des grandes structures, l'effet sur le CMB est négligeable; en revanche, si la réionisation a lieu à des redshifts élevés ($z > 100$), l'effet est notable et conduit à l'effacement des anisotropies initiales. Ces particularités sont montrées sur la figure 8.

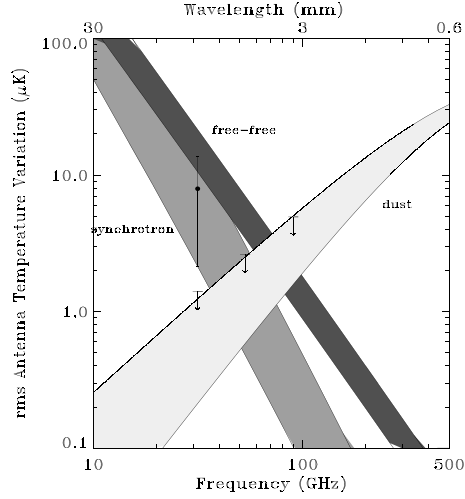


FIG. 9: *Ecart-type des fluctuations de température d'antenne induites par la poussière, le free-free et le rayonnement synchrotron à des latitudes galactiques supérieures à 30 degrés, d'après [19].*

2.6 Les rayonnements d'avant-plan

Un détecteur ne reçoit pas que le rayonnement du CMB, même si celui-ci est dominant sur l'ensemble du ciel aux fréquences micro-ondes et radio. Les corps noirs de référence de radiomètres des expériences au sol sont généralement à 3.8 K, pour tenir compte du signal du ciel total :

$$T_{\text{ciel}} = T_{\text{CMB}} + T_{\text{atmosphere}} + T_{\text{Galaxie}} + T_{\text{Soleil/Lune}} + T_{\text{instrumentation}} + T_{\text{terrestre}} \quad (25)$$

Le signal du CMB est dominant, $T_{\text{CMB}} = 2.73\text{K}$, puis vient l'émission atmosphérique, qui est un terme très fluctuant en fonction de la fréquence autour de $T_{\text{atmosphere}} \approx 1\text{K}$. Le terme galactique comprend les éléments suivants :

- le rayonnement émis par les poussières ;
- le rayonnement synchrotron : ce rayonnement est émis par les électrons des rayons cosmiques accélérés par le champ magnétique de la Galaxie ;
- le rayonnement de free-free : ce rayonnement est émis lors du freinage, ou bremsstrahlung, d'électrons libres ; on trouve de tels électrons par exemple dans les nuages de gaz ionisé par des étoiles en formation, où il y a aussi de la poussière susceptible de diffuser le rayonnement.

On donne figure 9 l'écart-type des fluctuations de température d'antenne¹⁶ induites par la poussière, le free-free et le rayonnement synchrotron à des latitudes galactiques supérieures à 30 degrés. Le terme galactique devient plus important aux très basses fréquences, et pose un délicat problème de modélisation, car la densité de poussière varie selon la direction du ciel, par exemple la figure 10 montre la distribution des poussières dans l'hémisphère céleste nord. Ainsi les observations sont difficilement exploitables dans le disque galactique¹⁷. On a utilisé le programme FORECAST [28] pour estimer la température des poussières.

2.7 Les observations actuelles

Depuis COBE, un certain nombre d'expériences au sol ou en ballon ont permis d'améliorer la connaissance du spectre de puissance angulaire du CMB. La figure 11 donne l'état des données en 1998, d'après Gawiser et Silk [9], pour différents modèles dont les spectres ont été calculés avec CMBFAST.

16. Par définition, la température d'antenne T_a est liée à la température thermodynamique T_θ par [22]: $T_a = T_\theta \left(\frac{x}{e^x - 1} \right)$ avec $x = \frac{h\nu}{kT_\theta}$.

17. C'est pourquoi COBE n'a cartographié de manière fiable que les deux tiers du ciel.

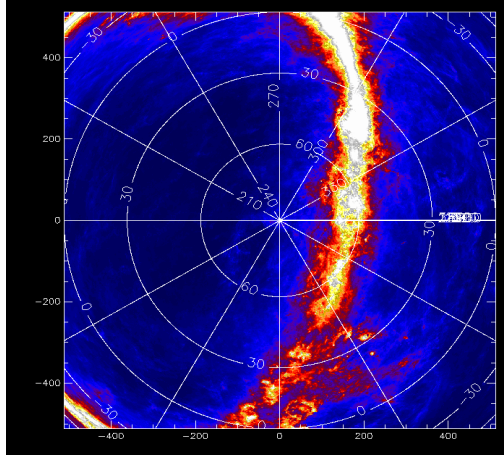


FIG. 10: Distribution des poussières dans l'hémisphère céleste nord, le blanc indiquant la densité la plus élevée. Cette carte a été obtenue avec le programme FORECAST utilisant les données du satellite IRAS.

Les sept premiers modèles sont basés sur le modèle CDM standard (SCDM) et supposent que les perturbations de densité sont adiabatiques. Le modèle TCDM (pour Tilted Cold Dark Matter) a un indice spectral scalaire de 0.8. Le modèle CHDM (pour Cold+Hot Dark Matter) possède une famille de neutrinos massifs. Les modèles OCDM et Λ CDM supposent respectivement un Univers ouvert ou avec $\Lambda \neq 0$. Le modèle Φ CDM contient une énergie du vide sous la forme d'un champ scalaire avec $\Omega_\Phi = 0.08$, qui se comporte aujourd'hui comme de la matière, mais qui a altéré la forme du spectre à l'époque de l'égalité rayonnement-matière et de la recombinaison. Le modèle BCDM (pour Baryonic+Cold Dark Matter) contient des quantités comparable de matière baryonique et non baryonique.

Le modèle ICDM (pour Isocurvature Cold Dark Matter) suppose des perturbations non gaussiennes de densité dues à un champ massif scalaire fossilisé durant l'inflation. Le modèle PBH BDM (Pour Primordial Black Hole Baryonic Dark Matter) a des perturbations à courbure constante et la matière sombre est sous formes de trous noirs baryoniques primordiaux. Le modèle Cordes+ Λ associe un modèle de cordes cosmiques (défaut topologique) avec une constante cosmologique non nulle.

On peut voir que, compte tenu des barres d'erreurs, on ne distingue pas la plupart des modèles adiabatiques, d'où la nécessité d'affiner les mesures. A titre de comparaison, on donne figure 12 une simulation sur CMBFAST des résultats d'ARCHEOPS à 143 GHz pour les modèles SCDM, CHDM, OCDM et Λ CDM, les traits interrompus représentant les barres d'erreurs à 1σ (optimistes). On voit qu'il devrait être possible de distinguer ces modèles.

3 Description technique de l'expérience ARCHEOPS

L'expérience ARCHEOPS est une expérience embarquée dans un ballon gonflé à l'hélium et devant atteindre l'altitude de 40 km. L'un des buts d'ARCHEOPS étant de préparer la mission satellite PLANCK (dont le lancement est prévu pour 2007), l'instrumentation sera la plus proche possible de celle de PLANCK (instrument HFI). Décrivons cette instrumentation (une documentation technique complète figure sur le Web, <http://www-crtbt.polycnrs-gre.fr/archeops/general.html>).

3.1 Principe de couverture du ciel

Le premier vol scientifique aura lieu à la base de l'Esrangle (Kiruna, Suède, sur le cercle polaire) en janvier 2001, ce qui permettra un vol de 24 heures à 40 km d'altitude sans être gêné par le soleil. Le télescope est incliné de 45° par rapport à la verticale (autrement dit, on vise les points du ciel dont l'élévation est 45° dans le système de coordonnées célestes local). Il tourne autour de l'axe pivot de la nacelle (axe vertical) à une vitesse de deux tours par minute, avec une fréquence d'échantillonnage de 160 Hz, ce qui fait 14.10^6 échantillons de $3'$ carrées. La rotation diurne de la Terre produit la couverture d'une bande du ciel, avec un

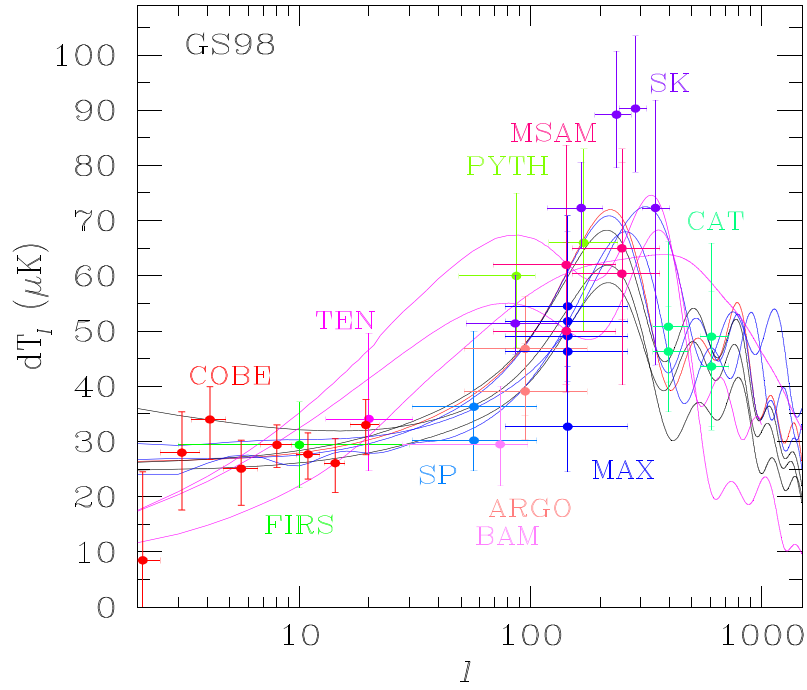


FIG. 11: *Compilation des données des anisotropies CMB avec la barre d'erreur horizontale donnant la FWHM de la fenêtre de chaque instrument et la barre d'erreur verticale donnant l'intervalle de confiance à 68%. On donne $dT_l = ((l+1)C_l/2\pi)^{1/2} T_{CMB}$ pour Λ CDM (noir continu), TCDM (noir interrompu), CHDM (rouge continu), OCDM (bleu interrompu), Λ CDM (bleu continu), Φ CDM (noir pointillé), BCDM (bleu pointillé), ICDM (magenta interrompu), PBH BDM (magenta continu) et Cordes+ Λ (magenta pointillé). COBE est un satellite; FIRS, ARGO, BAM, MAX et MSAM sont des expériences sur ballon, comme ARCHEOPS; TEN (Tenerife), SP (South Pole), PYTH (Python), SK (Saskatoon) et CAT sont des expériences au sol.*

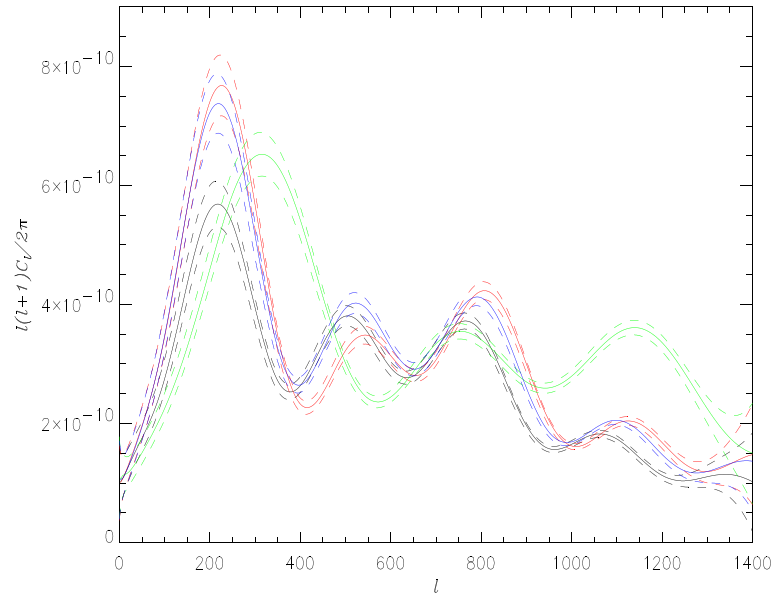


FIG. 12: *Simulation sur CMBFAST des résultats d'ARCHEOPS à 143 GHz pour les modèles SCDM (noir), CHDM (rouge), OCDM (vert) et Λ CDM (bleu). Les traits interrompus donnent les barres d'erreur à 1σ .*

recouvrement d'un demi-lobe d'un tour à l'autre (redondance). On observe donc finalement 93000 pixels indépendants de $20'$ carrées sur le ciel.

Le vol expérimental de Trapani (Sicile), prévu pour juillet 1999, durera 6 heures et couvrira une bande du ciel recoupant partiellement celle de Kiruna. Comme cette bande traverse largement l'équateur galactique, on attend, outre une validation technique de l'expérience, des données sur les rayonnements d'avant-plan indispensable pour le traitement des données de Kiruna.

3.2 La nacelle

La nacelle se compose de deux parties :

- une structure externe (en jaune sur l'image CAO de la page de titre), qui assure la liaison mécanique avec le ballon ;
- une structure interne (en bleu ciel), qui supporte les deux miroirs, le photomètre et le senseur stellaire, et qui garantit le bon positionnement des miroirs, et qui assure la rotation du télescope.

La structure externe comprend également des baffles pour protéger le télescope de rayonnements parasites, en particulier de ceux provenant de la Terre et du ballon lui-même.

3.3 Les bolomètres

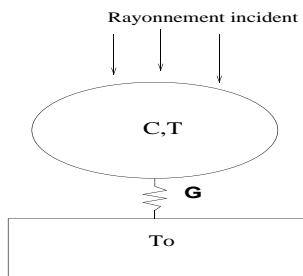


FIG. 13: Schéma de principe d'un bolomètre.

TAB. 1: Les caractéristiques des bolomètres d'ARCHEOPS

Fréquence (GHz)	143	217	353
Nombre (Kiruna)	8	8	8
Faisceau (minutes d'arc)	8	5.5	5
Nep photonique ($10^{-17}W \cdot Hz^{-1/2}$)	1.8	2.7	5.5
Nep par bolomètre	2	3	4
Nep totale	2.7	4.0	6.8
Constante de temps (ms)	7.9	5.4	4.9
Sensibilité par pixel de $20'$ sur le ciel $\Delta T/T \times 10^{-5} (1\sigma)$	1.1	1.7	3.8

Un bolomètre [25] est un système de détection de différences de température de l'ordre du microkelvin. Il est constitué d'un composant solide de capacité calorifique C qui absorbe le rayonnement incident, relié à un réservoir à la température T_0 par un pont thermique de conductivité G (voir figure 13). Le rayonnement incident est converti en chaleur, la température de l'absorbeur augmente alors de $\Delta T = T - T_0$, jusqu'à ce que la puissance radiative entrant dans l'absorbeur soit égale à la puissance sortant du réservoir. La température de l'absorbeur est mesurée avec un thermomètre sensible (par exemple une thermistance montée en pont de Wheatstone et dont la caractéristique $R(T)$ présente une pente forte à T_0). La constante de temps (quelques ms) ne permet pas une résolution spectrale directe, on place donc des filtres pour isoler la région d'intérêt.

Les bolomètres utilisés à Tapani et à Kiruna seront les mêmes que ceux de l'instrument HFI de PLANCK-SURVEYOR, à savoir que l'on place dans le plan focal du télescope trois jeux de huit bolomètres chacun

effectuant ses mesures dans les fréquences 143, 217 et 353 GHz respectivement avec des faisceaux gaussiens de largeur à mi-hauteur (lobes) de 8.0, 5.5 et 5.0 minutes d'arc sur le ciel. On place les bolomètres d'un même jeu à des positions différentes dans le plan focal pour avoir une meilleure redondance entre eux et éliminer certains effets systématiques. Chaque bolomètre comprend un jeu de filtres sélectionnant sa fréquence de mesure. L'ensemble des bolomètres est refroidi par un cryostat à dilution à 100 mK, conçu au CRTBT. Le bruit provient essentiellement du bruit photonique (d'origine quantique) et du montage électronique. Il est caractérisé par la N_{ep} , qui est la puissance incidente donnant un signal de même puissance que le bruit. Les autres caractéristiques sont indiquées dans la table 1.

3.4 Le télescope

C'est un télescope dont le miroir primaire (parabolique) a un diamètre de 1.7 m de diamètre, et adopte une configuration grégorienne¹⁸, c'est-à-dire que le miroir secondaire (elliptique) est placé en dehors de l'axe optique du primaire. Les bolomètres occupent le plan focal du système. Les miroirs étant taillés à $\lambda/20$, le pouvoir séparateur du télescope peut être considéré comme limité par la seule diffraction. Pour la bande d'observation à 143 GHz, qui est la plus petite fréquence observée par les bolomètres d'ARCHEOPS, cela donne un pouvoir séparateur de 5 minutes d'arc, donc en-dessous de la résolution inhérente aux bolomètres.

3.5 Le senseur stellaire

Il faut pouvoir déterminer quelle direction du ciel vise le télescope d'ARCHEOPS. Pour cela, on utilise un télescope annexe, fixé sur un côté de la structure interne de la nacelle, et dont l'axe optique est parallèle à l'axe optique du télescope principal, et qui est appelé le senseur stellaire. Ce télescope a un miroir de 40 cm de diamètre. On place au foyer une barrette de 46 photodiodes de $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ capables de détecter des étoiles de magnitude 7 compte tenu de la vitesse de rotation du télescope¹⁹.

4 Structure et traitement des données d'ARCHEOPS

4.1 Format des données

Le ballon ARCHEOPS envoie pendant son vol un flot de bits qui renferment l'information scientifique utile, sous la forme de mots de 64 bits avec un débit de 230 à 640 kbits/sec. Les bits sont rangés au sol dans différents blocs en fonction des données qu'ils représentent (données des bolomètres, du senseur stellaire...), la lecture se faisant en commençant par le bit de poids faible. Chaque bloc comprend quatre mots de contrôle (codés comme entiers longs) :

mot début : identique pour tous les blocs, il sert à repérer le début de chaque bloc ;

code 1 : après le mot début, il fournit la longueur en octets du bloc, et sa somme mot de 32 bits par mots de 32 bits (mots de contrôle exclus), ce qui permet de vérifier après réception du bloc que la transmission était correcte ;

code 2 : après le code 1, il fournit le type du bloc et son numéro (en tops de l'horloge locale) ;

mot fin : identique pour tous les blocs, situé à la fin du bloc, il sert à repérer la fin de chaque bloc ;

4.2 Le traitement des erreurs

Un certain nombre d'erreurs est susceptible de se produire durant l'acquisition ou la transmission des données. On peut distinguer les erreurs affectant le corps du bloc des erreurs affectant les mots de contrôle. Un programme de lecture peut donc par exemple affecter chaque bloc d'un des messages suivants :

début incorrect : le début du bloc n'est pas le mot prédéfini.

18. Les miroirs sont disposés de façon à respecter la condition de Dragone.

19. soit des étoiles environ 2.5 fois plus faibles que les plus faibles étoiles visibles à l'oeil nu. La magnitude mesure l'éclat apparent d'une étoile sur une échelle logarithmique. Les étoiles les plus brillantes de l'hémisphère boréal ont une magnitude proche de 0, tandis que les étoiles les plus faibles visibles à l'oeil nu dans les meilleurs sites astronomiques ont une magnitude de 6.5.

type inconnu: le type déduit du code 2 n'est pas répertorié²⁰.

longueur non conforme: la longueur déduite du code 1 n'est pas la longueur nominale du type déduit du code 2.

fin incorrecte: ce message peut avoir deux significations: soit le mot de fin de bloc n'est pas le mot prédéfini, soit le mot de fin n'est pas à l'endroit déterminé par la longueur donnée par le code 1, on a alors probablement perdu des bits pendant la transmission, avec une possible perte de synchronisation.

somme incorrecte: soit la somme déduite du code 1 était incorrecte, soit plus probablement un ou plusieurs bits transmis étaient faux.

bloc correct: intervient dans tous les autres cas, ce qui ne veut pas dire que la transmission ait été parfaite. En particulier, des bits faux peuvent se compenser et donner une somme correcte.

Durant le traitement on line on peut être assez sévère avec les blocs erronés, l'enregistreur de bord permettant une analyse off line plus fine.

- Les blocs affectés d'une erreur de type ou de longueur sont rejetés et ne sont même pas lus au-delà de leurs codes 1 et 2.
- Les blocs affectés d'une erreur de fin sont rejetés. Eventuellement, on peut y chercher un autre début de bloc.
- Les blocs corrects ou affectés d'une erreur de somme sont traités. Pour cela, ils sont copiés dans une structure de bloc modèle plus long que tous les autres bloc (afin de réserver la mémoire).

4.3 Le code de lecture du flot de bits

A mon arrivée dans l'équipe (1^{er} mars 1999), l'essentiel du code avait déjà été écrit par Alain Benoît du CRTBT, s'inspirant de codes utilisés dans l'expérience DIABOLO.

Mon travail a consisté dans un premier temps à me familiariser avec la structure des fichiers de données ARCHEOPS. Pour cela je disposais de deux fichiers de données DIABOLO converties au format ARCHEOPS. J'ai écrit un programme en C qui devait lire ces fichiers. Ce programme effectue les tâches suivantes :

- Il cherche le mot début octet par octet ;
- Il lit les codes 1 et 2 et on extrait l'information, ce qui permet d'établir une statistique des blocs utilisés dans le fichier en incluant leur ordre de succession. En particulier, on tire de la longueur l'octet où chercher le mot fin ;
- Il vérifie que le mot fin est au bon endroit, et continue sa lecture en cherchant un nouveau début ;

Un deuxième programme effectue le travail inverse, c'est-à-dire écrit un fichier de données ARCHEOPS à partir des renseignements des mots de contrôle. Ce programme constituait l'étape préliminaire indispensable à l'introduction des erreurs. Des fichiers altérés ont pu ainsi être créés à partir des deux fichiers disponibles, afin de tester les performances les programmes écrits ultérieurement.

Après cette phase de familiarisation, j'ai réfléchi à une fonction s'intégrant dans le code déjà écrit, et devant effectuer les tâches suivantes :

- lire un bit du flot transmis par le hardware ;
- trouver un mot de début pour commencer, (le programme étant lancé n'importe où dans le flot de bits) et l'écrire dans une structure de bloc modèle ;
- lire et copier les mots de code en vérifiant que le type est connu et que la longueur est conforme au type ; si ce n'est pas le cas, on cherche un nouveau début ;

²⁰. Si une erreur dans le code 2 conduit à un type connu, il n'y aura pas de message, mais très probablement on aura l'une des erreurs suivantes.

- copier le reste du bloc dans la structure de bloc modèle, et vérifier que la fin est à l'endroit prévu; si ce n'est pas le cas, le bloc est rejeté et on cherche un nouveau début ;
- vérifier que la somme est correcte et de toute façon retourner le bloc à la fonction de sauvegarde déjà écrite par ailleurs ;
- retourne les messages d'erreurs (selon la liste définie dans la section 4.2) ;
- pouvoir suivre le débit de bits, ce qui impliquait un petit travail d'optimisation pour économiser le temps.

Une fois écrite et testée, cette fonction a été intégrée dans le code complet, moyennant quelques modifications pour en assurer la compatibilité.

5 Les tests effectués à l'ISN

5.1 La plate-forme de pointage

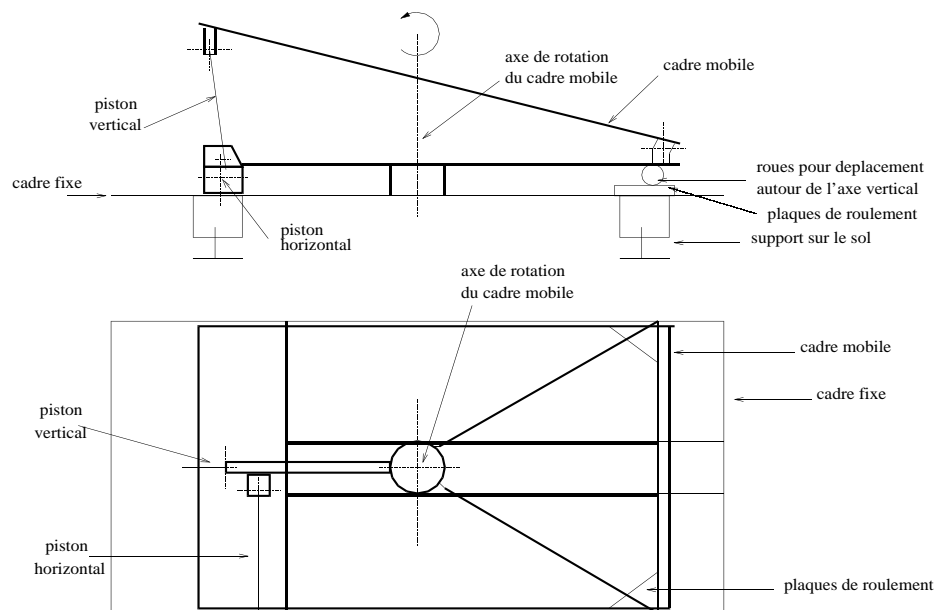


FIG. 14: Schéma de principe de la plate-forme de pointage.

Pour tester les bolomètres en utilisant la source décrite dans 5.2, il faut monter la structure interne de la nacelle (avec l'instrumentation) sur une plate-forme (voir figure 14) dotée de deux degrés de liberté de mouvement pour permettre un pointage et un balayage de la source, afin d'obtenir une image semblable à la figure 18. Cette plate-forme a été réalisée à l'ISN, ainsi que son logiciel de pilotage (en Visual Basic). Grâce à deux verrins, la structure interne peut être pivotée autour d'un axe vertical et d'un axe horizontal. On s'est assuré que le mouvement en azimuth est bien plan en montant le laser de test au sommet de la structure interne de la nacelle et en projetant le faisceau sur le sol à l'aide d'un miroir. On a tracé le déplacement de la tache lumineuse sur un papier millimétré, et on a constaté que la tache décrit bien une droite. Cependant les vibrations sont suffisantes pour réchauffer le cryostat (ce qui produit une variation brutale du signal des bolomètres) ; l'insertion d'amortisseurs entre la plate-forme et la structure interne de la nacelle nous a permis de réduire cet effet.

5.2 Les tests de la source

Pour pouvoir tester les bolomètres d'ARCHEOPS, on a construit une source millimétrique par rayonnement thermique. Elle est constituée d'une roue chauffée de 1.10 m de diamètre tournant à deux tours

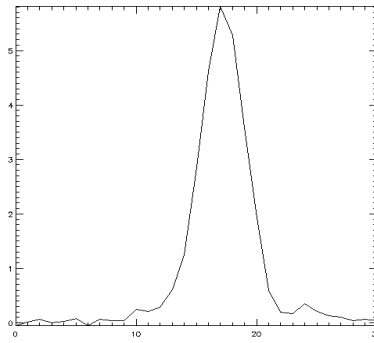


FIG. 15: Le profil d'intensité de la source, en fonction d'un angle de visée.

par seconde, et divisée en quatre secteurs alternativement sombres et brillants, ce qui permet de simuler une source avec une modulation de 50 K autour de la température ambiante, avec une fréquence de 8 Hz. On éclaire la tranche avec un petit laser, un scotch noir permet par réflexion vers un capteur de simuler des pulses de 5 ms de large toutes les 500 ms, qui seront utilisés pour le test du senseur stellaire.

La source a été testée (avant mon arrivée à l'ISN) sur le plateau de Bure, en utilisant les six bolomètres de l'expérience DIABOLO. Le balayage permet l'acquisition d'une carte de 30 minutes d'arc sur 30 minutes d'arc, avec un pas en élévation de 2 minutes d'arc. Les données brutes d'un des bolomètres apparaissent sur la figure 16.

Comme le déplacement en azimuth décroissant recouvre celui en azimuth croissant, les pics apparaissent symétriques. La source est bien visible autour de 16h12, mais le bruit est important. Pour l'enlever sélectivement, on utilise le fait que la source pulse à 8 Hz, on corrèle donc le signal brut avec un signal sinusoïdal à 8 Hz. On obtient pour le même bolomètre les données de la figure 17. Sous forme de carte, on obtient pour trois bolomètres différents les images de la figure 18. Le profil d'intensité de la source est donné figure 15, il nous permet de mesurer le lobe principal du télescope de l'expérience POM2 (2.5 m de diamètre).

5.3 Les tests du senseur stellaire

5.3.1 Le laser de test

Pour pouvoir tester le senseur stellaire, j'ai été amené à concevoir une "étoile artificielle" à l'aide d'un laser. Sachant que les photodiodes du senseur ont leur maximum de sensibilité pour la longueur d'onde $\lambda \sim 950$ nm, soit dans l'infra-rouge proche, on a choisi un laser rouge ($\lambda = 670$ nm) de puissance 1 mW. Le laser devait être placé à environ 1 km de l'ISN où se trouve le senseur, sur la montagne du Néron. La tâche lumineuse, compte tenu de la divergence de 0.5 mrad du faisceau, est alors de 1 m de diamètre environ, on a donc monté une lentille (convergente, de focale $f' = 28.6$ mm) pour faire diverger le faisceau dans un tube permettant la fixation du laser sur le télescope Arcane prêté par l'ENSPG. (voir figure 19). La lentille a été choisie de façon à obtenir un tache de 100 m de diamètre environ au niveau de l'ISN à 1 km, avec une magnitude suffisamment petite, proche de 0, pour être visible facilement dans un site par ailleurs inévitablement éclairé. Comme le faisceau laser est quasi parallèle avant la lentille, si d_x est l'une des dimensions du faisceau, D_x l'une des dimensions de la tache à l'ISN et L la distance entre le laser et l'ISN, on a :

$$D_x = L \frac{d_x}{f'} \quad (26)$$

En outre, pour une source isotrope de puissance P à la distance L , la magnitude est, d'après la loi de Pogson :

$$m_v = -2.5 \log \left(\frac{P}{4\pi L^2} \right) - 19 \quad (27)$$

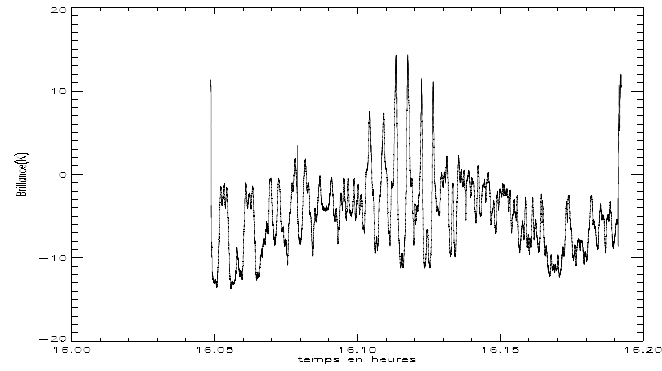


FIG. 16: *Les données brutes d'un bolomètre DIABOLO visant la source test.*

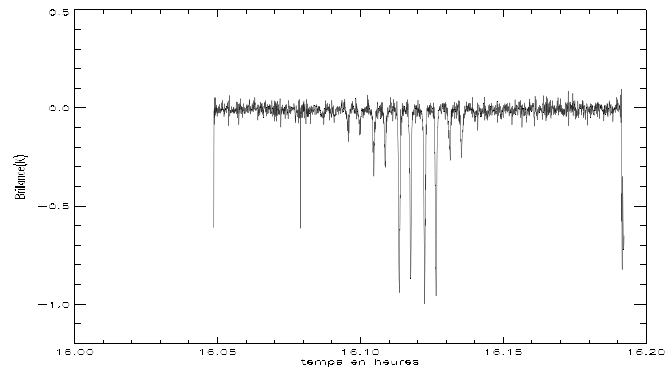


FIG. 17: *Les données après démodulation d'un bolomètre DIABOLO visant la source test. Le pic à 16h08 est probablement un rayon cosmique.*

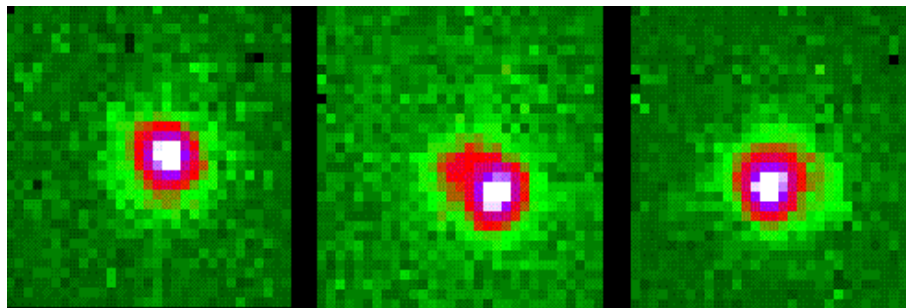


FIG. 18: *La source de test dans trois bolomètres différents. Le centrage de chaque bolomètre est différent.*

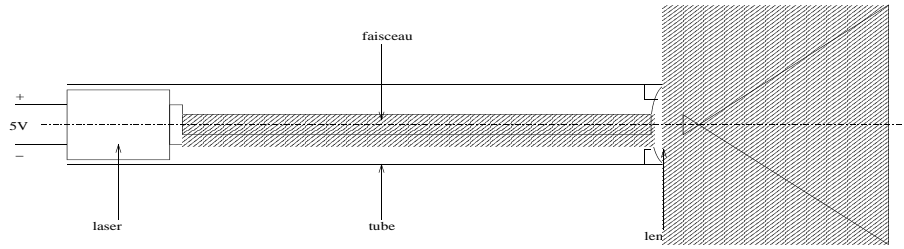


FIG. 19: Le montage du laser test.

Comme le laser n'émet que dans une partie de l'espace, on obtient :

$$m_v = -2.5 \log \left(\frac{4P}{D_x D_y} \right) - 19 \quad (28)$$

Soit avec la lentille choisie à une distance de 950 m (distance du champ où a été effectué un essai de visibilité le 21 avril, mesurée sur une carte), on obtient :

$$D_x = 130 \text{ m} \quad D_y = 80 \text{ m} \quad m_v = -2.8 \quad (29)$$

5.3.2 Les photodiodes du senseur

Nous avons vérifié le bon fonctionnement de la barrette de 46 photodiodes. Pour cela, on a placé deux diodes LED rouges à 88 cm de la barrette qui simulent une étoile de magnitude 0 au foyer du telescope de 40 cm du senseur stellaire, en recouvrant le tout d'un voile noir pour éviter la saturation due à la lumière ambiante. Le fichier de données acquises en faisant varier la largeur de pulse des LED a permis de s'assurer que les photodiodes sont opérationnelles. On montre figure 20 le signal d'une photodiode en fonction du temps, obtenu avec ce dispositif expérimental lorsque les LED pulsent avec une largeur de 5 ms et une fréquence de 2 Hz (comme le laser de test). Comme le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 1000 (ce qui signifie que l'on doit pouvoir distinguer une étoile 1000 fois moins lumineuse), on compte (en utilisant l'équation (27)) pouvoir observer comme prévu des étoiles de magnitude 7.

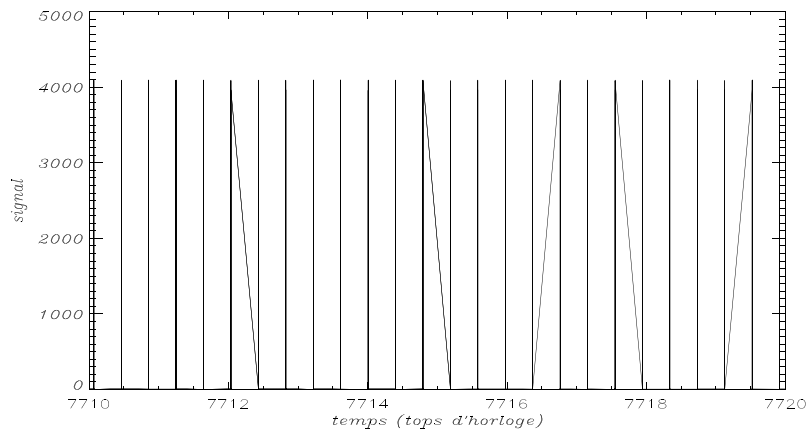


FIG. 20: Signal de la photodiode n° 20, en unités arbitraires, en fonction du temps.

5.4 Test des bolomètres

Les miroirs et les bolomètres (avec le cryostat) ont été installés sur la structure interne de la nacelle, elle-même fixée sur la plate-forme de pointage, le 2 juin 1999. Le lendemain, on a pu procéder à un test visant à s'assurer que les bolomètres sont bien en état de marche. Pour cela, la source a été placée à

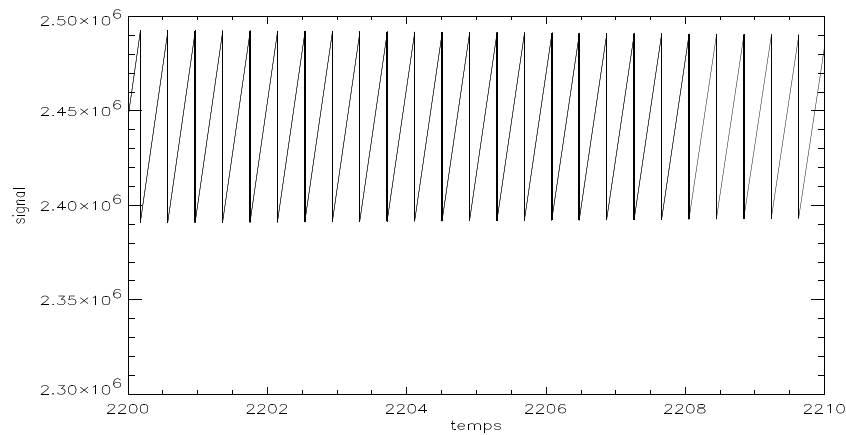


FIG. 21: *Le signal du bolomètre n° 2 devant la source.*

deux mètres devant le miroir primaire. Comme la source n'est pas à l'infini, on ne peut obtenir par cette méthode la taille du lobe de chaque bolomètre, mais on doit pouvoir détecter la modulation à 8 Hz de la source. La plate-forme de pointage effectue un scan. Ce test a permis de montrer que les bolomètres sont bien en état de fonctionnement. Par exemple, pour le bolomètre numéro 2 lorsqu'il pointe la source, on obtient les données brutes de la figure 21. On remarque que la période observée est bien la même que celle de la figure 20, ce qui indique que les bolomètres mesurent bien la modulation de notre source à 8 Hz. Ce test préliminaire précède le test général des bolomètres et du senseur stellaire qui s'est déroulé les 8, 9 et 10 juin. La source et le laser de test sont placés dans un champ du Néron à 1 km du CRTBT dans la cour duquel est installée la nacelle sur la plate-forme de pointage. La nuit le senseur stellaire a été pointé vers le laser de test (visible sans problème à l'oeil nu), et les données enregistrées (en cours de dépouillement) confirment les résultats de la section 5.3.2. La source n'a pas pu être trouvée en se basant sur le signal des bolomètres, en raison d'un mauvais alignement des miroirs; en revanche, la crête de la montagne a été détectée en effectuant un mouvement vertical à l'aide de la plate-forme de pointage: le ciel est en effet plus froid que la montagne à 143 GHz, le signal des bolomètres varie donc brutalement. Ceci a permis d'estimer que la résolution angulaire est de 10 minutes d'arc.

6 Conclusion

Les tests suivent actuellement (10 avril 2000) le calendrier prévu. Les tests de l'expérience DIABOLO ont montré que la source de l'ISN est utilisable pour calibrer le système de mesure d'ARCHEOPS et mesurer les lobes des bolomètres. Le travail effectué durant ces quatre derniers mois a contribué à rendre possible le vol expérimental à Trapani au début du mois de juillet. Outre cette validation technique globale de l'expérience ARCHEOPS, on espère de ce vol des données scientifiques, essentiellement sur les sources d'avant-plan, mais également sur le CMB. Ces données devraient permettre de développer nos programmes de dépouillement pour l'analyse du CMB en vue des vols de Kiruna et, à plus long terme, pour l'expérience PLANCK HFI.

7 Remerciements

A la fin de ce stage passionnant, je tiens à remercier pour m'avoir si bien accueilli et encouragé Guy Perrin et Daniel Santos, Fabrice Naraghi, Frédéric Mayet et Geneviève Duhamel, ainsi que toute l'équipe ARCHEOPS de l'ISN, en particulier Guy Gimond pour son assistance technique inappréciable et Jean-Claude Durand pour son aide sept jours sur sept en informatique. Côté CRTBT, un grand merci pour Alain Benoît pour sa gentillesse et ses renseignements précieux. Enfin, merci à l'ENSPG pour le prêt du télescope Arcane et à Jean Claude Vial du laboratoire de Spectroscopie pour le prêt d'un photomètre.

Références

- [1] Alpher (R. A.) et Bethe (R. C.). – *Physics Today*, vol. 41,8, 1988, p. 24.
- [2] Bond (J. R.) et Efstathiou (G.). – *Ap. J. Lett.*, vol. 285, 1984, p. 45.
- [3] Dodelson (S.), Kinney (W. H.) et Kolb (E. W.). – *Phys. Rev. D*, vol. 56, 1997, p. 142.
- [4] Einstein (A.). – *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, vol. 1, 1917, p. 142.
- [5] Fixsen (D. J.), Cheng (E. S.), Gales (J. M.), Mather (J. C.), Shafer (R. A.) et Wright (E. L.). – *Ap. J.*, vol. 473, 1996, p. 576.
- [6] Friedmann (A.). – *Zeits. f. Physik*, vol. 10, 1922, p. 377.
- [7] Friedmann (A.). – *Zeits. f. Physik*, vol. 21, 1924, p. 326.
- [8] Fukada (A.) et al. – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, 1998, p. 1562.
- [9] Gawiser (E.) et Silk (J.). – *Science*, vol. 280, 1998, p. 1405.
- [10] Guth (A. H.). – *Phys. Rev. D*, vol. 23, 1981, p. 347.
- [11] Hu (W.). – *astro-ph/9511130*, 1995.
- [12] Hu (W.). – *Wandering in the Background: A Cosmic Background Explorer*. – U. C. Berkeley, Thèse de PhD, Physics Department, 1995.
- [13] Hu (W.), Scott (D.) et Silk (J.). – *Phys. Rev. D*, vol. 49, 1994, p. 648.
- [14] Hu (W.) et Sugiyama (D.). – *Phys. Rev. D*, vol. 51, 1995, p. 2599.
- [15] Hu (W.), Sugiyama (D.) et Silk (J.). – *Nature*, vol. 386, 1996, p. 37.
- [16] Jackson (J. D.). – *Classical Electrodynamics*. – Wiley, 1975.
- [17] Jungman (G.), Kamionkowsky (M.), Kosowsky (A.) et Spergel (D.). – *Phys. Rev. D*, vol. 54, 1996, p. 1332.
- [18] Kamionkowsky (M.) et Kinkhabwala (A.). – *Phys. Rev. D*, vol. 57, 1998, p. 3256.
- [19] Kogut (A.) et al. – *astro-ph/9509151*, 1995.
- [20] Kosowsky (A.), Kamionkowsky (M.), Jungman (G.) et Spergel (D.). – *astro-ph/9605147*, 1996.
- [21] Linde (A. D.). – *Phys. Lett.*, vol. 108b, 1982, p. 389.
- [22] Lineweaver (C. H.), Bartlett (J. G.), Blanchard (A.), Signore (M.) et Silk (J.) (édité par). – *The Cosmic Microwave Background*. NATO ASI Series. – Kluwer Academic Publishers.
- [23] Penzias (A. A.) et Wilson (R.). – *Ap. J.*, vol. 142, 1965, p. 419.
- [24] Perlmutter (S.) et al. – *Nature*, vol. 391, 1998, p. 51.
- [25] Richards (P. L.). – *Journal of Applied Physics*, vol. 76, 1994, p. 1.
- [26] Robertson (H. P.). – *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 15, 1929, p. 822.
- [27] Sachs (R. K.) et Wolfe (A. M.). – *Ap. J.*, vol. 147, 1967, p. 73.
- [28] Schlegel (D. J.), Finkbeiner (D. P.) et Davis (M.). – *Ap. J.*, vol. 500, 1998, p. 525. – Le programme FORECAST basé sur cette publication et écrit par le groupe COMBAT est dispoible à l'adresse : <http://cfpa.berkeley.edu/group/cmbanalysis/forecast/>.
- [29] Seljak (U.) et Zaldarriaga (M.). – A line of sight integration approach to cosmic microwave background anisotropies. *astro-ph/963033*, 1996.
- [30] Silk (J.). – *Ap. J. Lett.*, vol. 151, 1968, p. 459.
- [31] Smoot (G.) et al. – *Ap. J. Lett.*, vol. 1, 1992, p. 396.
- [32] Starobinski (A. A.). – *JETP Lett.*, vol. 30, 1979, p. 682.
- [33] Turner (M. S.). – *astro-ph/9904051*, 1999.
- [34] Walker (A. G.). – *Proc. Lond. Math. Soc. (2)*, vol. 42, 1935, p. 90.
- [35] Zaldarriaga (M.) et Harari (D.). – *Phys. Rev. D*, vol. 52, 1995, p. 3276.

A Quelques éléments de cosmologie

A.1 Les équations de Friedmann

La théorie pertinente pour l'étude de l'Univers à grande échelle est la théorie de la Relativité Générale. Elle décrit la gravitation comme une déformation de l'espace-temps en reliant deux tenseurs, le tenseur d'Einstein (qui décrit la géométrie) et le tenseur énergie-impulsion (qui contient décrit les masses contenues dans l'Univers) [4] [22] :

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab} \quad (30)$$

où G est la constante de la gravitation. Le tenseur d'Einstein s'écrit à l'aide du tenseur de Ricci :

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} + \Lambda g_{ab} \quad (31)$$

où g^{ad} est le tenseur métrique. Λ est la constante cosmologique, qui a la dimension d'une énergie. L'équation (30) ne peut être résolue dans le cas général, on fait donc deux hypothèses :

- à grande échelle, l'Univers est gouverné par la gravitation ;
- l'Univers est spatialement homogène et isotrope à grande échelle, c'est le principe cosmologique.

La métrique g_{ij} est alors identique en tout point de l'espace-temps. On définit les coordonnées comobiles r , θ et φ , qui sont les coordonnées dans un référentiel suivant le mouvement de la matière dû à l'expansion. L'intervalle $ds^2 = g_{ij} dx_i dx_j$ s'écrit alors [26] [34] [22] :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right] \quad (32)$$

où $a(t)$ est appelé le facteur d'échelle (sans dimension) et où k caractérise la courbure :

$$\begin{cases} k = +1 & \text{espace clos} \\ k = 0 & \text{espace plat} \\ k = -1 & \text{espace ouvert} \end{cases} \quad (33)$$

A l'aide de la métrique de Robertson-Walker (32), on peut exprimer le tenseur d'Einstein et résoudre l'équation (30). Friedmann [6][7][22] a obtenu :

$$\frac{d\rho}{dt} = -3(\rho + P) \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad (34)$$

$$\left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = -\frac{k}{a^2} + \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{1}{3} \Lambda c^2 \quad (35)$$

Les équations de Friedmann impliquent l'existence d'au moins une singularité, que l'on identifie à $t \equiv 0$, telle que $a(0) = 0$, et où toutes les grandeurs physiques et géométriques prennent des valeurs infinies. Ce point est appelé le Big Bang.

A.2 Les paramètres cosmologiques

On introduit à partir des équations de Friedmann trois paramètres : la constante de Hubble et les paramètres de densité de matière et d'énergie du vide :

$$H_0 \equiv \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)_0 \quad \Omega_m \equiv \frac{8\pi G \rho_0}{3H_0^2} \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (36)$$

où l'indice 0 se réfère au temps présent²¹. Les paramètres Ω_i sont sans dimension, tandis que H_0 s'exprime en kilomètres par seconde et par mégaparsec²². Actuellement les différentes équipes de recherche préconisent une valeur de H_0 proche de $60 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. On écrit $H_0 = 100h$, h étant compris entre 0.4 et 1.

²¹. Sauf dans le cas où $\Omega = 1$, ce paramètre n'a pas une valeur constante au cours de l'histoire de l'Univers. Si initialement $\Omega < 1$, alors Ω tend vers 0 au cours de l'expansion. Puisque les observations excluent une valeur de Ω très proche de 0, ceci est un argument pour dire que $\Omega = 1$, comme le prévoient les modèles inflationnaires.

²². Un parsec = 3.26 années lumières.

L'équation (35) s'écrit alors :

$$H_0^2(1 - \Omega) = -\frac{k}{a_0^2} \quad (37)$$

avec $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda$. Les modèles basés sur les équations de Friedmann sont appelés modèles de Friedmann-Robertson-Walker, et sont caractérisés par la valeur de Ω :

$$\begin{cases} \Omega > 1 & \text{espace clos} \\ \Omega = 1 & \text{espace plat} \\ \Omega < 1 & \text{espace ouvert} \end{cases} \quad (38)$$

Si $\Omega = 1$, la densité est qualifiée de critique, si $\Lambda = 0$ sa valeur est $\rho_c = 1.8791 h^2 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$. On définit alors l'horizon d'une particule à un temps t comme la région de l'Univers qui a pu être observé depuis le Big Bang jusqu'à t . La distance de notre horizon est :

$$d_H = a_0 \int_0^{a_0} \frac{1}{a} \frac{da}{\sqrt{-k + \frac{8\pi G}{3} a^2 \rho}} \quad (39)$$

Soit un photon émis avec une longueur d'onde λ_1 à t_1 , et observé avec la longueur d'onde λ_0 à t_0 , le redshift z est défini par :

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \quad (40)$$

z est dû à l'expansion de l'Univers²³. On montre [22] qu'au premier ordre :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} \quad (41)$$

Comme la loi reliant la distance aux redshift dépend de H_0 , de Ω_m et de Ω_Λ , qui sont des paramètres encore mal connus, on utilise le redshift comme unité de distance et de temps.

A.3 La matière noire

Le fait que la matière de l'Univers soit constituée en majorité par une matière non lumineuse, de nature baryonique ou non, est bien établi par les observations suivantes :

- la distribution des vitesses des étoiles en bord de disque des galaxies spirales est quasi uniforme et non képlérienne, ce qui témoigne de l'existence d'un halo invisible s'étendant jusqu'à dix rayons galactiques [18] ;
- les vitesses des galaxies dans les amas dépassent les vitesses d'échappement calculées avec la matière lumineuse, alors que les amas sont trop nombreux pour être des structures éphémères ; la stabilité de l'amas implique que $\Omega \geq 0.3$.
- on observe des galaxies jusqu'à des redshifts de 5, or les anisotropies du CMB dues aux fluctuations de densité de la matière ordinaire sont trop petites pour expliquer une formation aussi précoce des grandes structures.

Cette matière noire peut être partiellement de la matière ordinaire, mais la nucléosynthèse primordiale fixe comme limite pour la densité de matière baryonique $\Omega_B < 0.1$. On suppose donc qu'une part importante de la matière de l'Univers, jusqu'à 95% de la matière totale pour les modèles inflationnaires sans constante cosmologique, se trouve sous forme non baryonique. Une telle matière n'interagissant pas avec les photons, elle peut se condenser bien avant le découplage lumière-matière ordinaire.

Selon que les particules de cette matière hypothétique sont relativistes ou non lorsque l'horizon atteint la taille d'une galaxie, on parle de matière sombre chaude (en abrégé HDM) ou de matière sombre froide (en abrégé CDM). La HDM pourrait être constituée de neutrinos, puisque les expériences de Kamiokande [8] leur donnent une masse susceptible de contribuer autant que la matière lumineuse [33], mais elle ne peut expliquer à elle seule la formation des grandes structures. Le modèle standard cosmologique actuel, appelé Λ CDM (Standard Cold Dark Matter) postule que la contribution dominante à la densité de l'Univers est celle de la CDM modèles actuellement favorisés par les cosmologistes [33] ajoutent au Λ CDM une quantité de HDM sous la forme de neutrinos massifs ($\Omega_\nu = 0.2$ dans le modèle CHDM).

²³. après avoir soustrait ou négligé la contribution de l'effet Doppler induit par le mouvement propre de l'astre émetteur par rapport à l'observateur dans le référentiel comobile.

A.4 Le paradigme de l'inflation

L'idée selon laquelle l'Univers a connu pendant une brève période, un accroissement exponentiel de son facteur d'échelle est devenu un paradigme depuis 20 ans [32][10][21]. Il s'agit de résoudre le problème de causalité posé par l'isotropie du CMB. En effet, si l'on suppose une inflation de Friedmann-Robertson-Walker, alors on trouve que le rayon de la surface de dernière diffusion est plus grand que l'horizon, c'est-à-dire que des points n'ayant pu avoir aucune relation de causalité donnent une même température de CMB.

Des équations de Friedmann (34) et (35) avec $\Lambda = 0$, on déduit :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3}\pi G(\rho + 3P) \quad (42)$$

Si $\rho + 3P < 0$, alors da/dt est croissant. Supposons que pendant un certain temps, on a l'équation d'état $P = -\rho = \text{constante}$. Alors l'équation (42) s'intègre en :

$$a(t) = A_c e^{t\sqrt{\frac{g}{3}}} + A_d e^{-t\sqrt{\frac{g}{3}}} \quad (43)$$

L'Univers entre donc en expansion exponentielle, le facteur d'échelle pouvant être multiplié par 10^{60} . La courbure tend donc exponentiellement vers zéro, et l'Univers devient plat.

Une équation d'état comme $P = -\rho = \text{constante}$ n'est pas physiquement acceptable aujourd'hui, mais elle était possible à la fin de l'ère de Planck, si la densité d'énergie était dominée par l'énergie potentielle d'un champ scalaire $\phi(t, \vec{x})$ associé à une particule hypothétique baptisé l'inflaton. Après l'épisode inflationnaire, l'énergie potentielle de ce champ est convertie en énergie thermique (par couplage de l'inflaton avec les autres champs) avec production d'entropie et l'Univers est alors correctement décrit par le modèle de Friedmann-Robertson-Walker. Des tentatives théoriques sont en cours afin d'intégrer l'inflation dans des théories plus vastes comme la théorie-M. L'énergie associée à la brisure de symétrie est alors de l'ordre de 10^{14} GeV, bien au delà de la physique maîtrisée du modèle standard, et de l'énergie disponible sur les accélérateurs.

Les différents modèles inflationnaires à un seul potentiel scalaire²⁴ (voir [3] pour une revue de ces modèles) font trois prédictions testables par l'étude du CMB :

1. l'Univers est plat, caractérisé par $\Omega = 1$;
2. le spectre des perturbations de densité de matière est gaussien et quasiment invariant quelque soit l'échelle considérée ;
3. le spectre des perturbations tensorielles (ondes gravitationnelles) est quasiment invariant quelque soit l'échelle considérée.

Avec l'inflation, on résout le problème de causalité, puisque les points de la surface de dernière diffusion étaient alors bien en contact causal avant l'épisode inflationnaire. Le modèle cosmologique standard (SCDM) depuis quelques années conjugue donc l'inflation à l'existence de suffisamment de CDM pour rendre l'Univers plat.

B Le code CMBFAST

Le programme CMBFAST est dû à Uroš Seljak et Matias Zaldarriaga [29]. Il calcule des spectres de puissance angulaire de CMB en quelques minutes (contre plusieurs heures pour les programmes qui résolvent directement les équations de Boltzmann et d'Einstein) en dissociant les termes de sources des termes géométriques. Ce code est à présent le code le plus utilisé par la communauté scientifique étudiant les anisotropies du CMB en raison de sa rapidité. Les codes classiques partent de l'équation de Boltzmann où le terme collisionnel provient de la diffusion Thomson. L'évolution des perturbations scalaires du mode \vec{k} dans la direction \vec{n} est [2] :

$$\dot{\Delta}^S T + ik\mu\Delta^S T = \dot{\Phi} - ik\mu\Psi + \dot{\tau} \left[-\Delta^S T + \Delta^S T_0 + i\mu v_B + \frac{1}{2}P_2(\mu)\Pi \right] \quad (44)$$

²⁴. Il existe des modèles utilisant plusieurs champs scalaires, qui ne font pas de prédiction sur la valeur de Ω , et sont donc compatibles avec un Univers ouvert.

avec $\Delta^S T = (l(l+1)C_l/2\pi)^{1/2} T_{CMB}$. Dans cette équation, $\mu = \vec{k} \cdot \vec{n} / k$, v_B est la vitesse des baryons, Π est un terme qui correspond à la polarisation des photons et à la diffusion Thomson anisotrope, $\dot{\tau} = d\tau/dt = N_e c \sigma_T$ est l'épaisseur optique différentielle Thomson où N_e est la densité électronique et σ_T la section efficace totale Thomson, et P_2 est le polynôme de Legendre d'ordre 2. En développant, on trouve :

$$\begin{aligned} \dot{\Delta}^S T_0 &= -k \Delta^S T_1 + \dot{\Phi} \\ \dot{\Delta}^S T_1 &= \frac{k}{3} [\Delta^S T_0 - 2\Delta^S T_2 + \Psi] + \dot{\tau} \left(\frac{v_B}{3} - \Delta^S T_1 \right) \\ \dot{\Delta}^S T_2 &= \frac{k}{5} [2\Delta^S T_2 - 3\Delta^S T_3] + \dot{\tau} \left[\frac{\Pi}{10} - \Delta^S T_2 \right] \\ &\text{et pour } l > 2 \\ \dot{\Delta}^S T_l &= \frac{k}{2l+1} [l\Delta^S T_{l-1} - (l+1)\Delta^S T_{l+1}] - \dot{\tau} \Delta^S T_l \end{aligned} \quad (45)$$

Ce système conduit à 1000 équations différentielles couplées pour $l = 1000$, en outre les solutions oscillent rapidement, ce qui contraint à une grande fréquence d'échantillonnage. Les temps de calcul sont donc importants de l'ordre de l'heure CPU.

Les auteurs de CMBFAST préfèrent partir de l'intégration formelle le long de la ligne de visée de la partie collisionnelle de l'équation de Boltzmann (6) (principalement la diffusion Thomson) et obtiennent pour les anisotropies scalaires dans un Univers plat²⁵ :

$$\Delta^S T_l(k, \eta = \eta_0) = \int_0^{\eta_0} S_T^S(k, \eta) j_l[k(\eta_0 - \eta)] d\eta \quad (46)$$

où η_0 désigne le temps comobile présent. On voit que l'équation (46) se décompose en deux termes :

- un terme géométrique j_l indépendant du modèle cosmologique et pouvant donc être déterminé à l'avance et échantillonné par conséquent en de nombreux points ;
- un terme de source indépendant de l donné par [35] :

$$\begin{aligned} S_T^S(k, \eta) &= g \left(\Theta + \Psi - \frac{\dot{v}_B}{k} - \frac{\Pi}{4} - \frac{3\ddot{\Pi}}{4k^2} \right) \\ &+ e^{-\tau} (\dot{\Phi} + \dot{\Psi}) - \dot{g} \left(\frac{v_B}{k} + \frac{3\dot{\Pi}}{4k^2} \right) - \frac{3\ddot{g}\Pi}{4k^2} \end{aligned} \quad (47)$$

où :

- Θ et Ψ sont les termes intrinsèque et gravitationnel présents dans 20 ;
- \dot{v}_B/k est le terme Doppler ;
- $e^{-\tau}(\dot{\Phi} + \dot{\Psi})$ correspond à l'effet Sachs-Wolfe intégré ;
- $g(\eta) = \dot{\tau} \exp(-\tau)$, dont le pic définit l'époque de la recombinaison, est appelé visibilité.

Un autre avantage de cette décomposition est que le terme de source est assez lentement variable devant le terme géométrique, ce qui autorise un nombre de points d'échantillonnage réduit (environ 60 pour $l = 155$). Le spectre est également assez lisse, ce qui autorise de résoudre (46) que par exemple tous les 70 l , ce qui conduit à une erreur très acceptable de 0.4%.

25. Il existe des équations similaires pour les modes tensoriels, ainsi que pour les calculs dans des Univers ouverts, mais le code ne peut encore traiter les Univers fermés.