Etude de la polarisation du CMB

—

Définition de polariseurs de calibration pour l'expérience ARCHEOPS

Mars–Juin 2000

Nicolas PONTHIEU

DEA Physique de la Matière et du Rayonnement

Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble
Option Génie Energétique et Nucléaire

Responsable de stage : Fabrice NARAGHI

Institut des Sciences Nucléaires

53, Avenue des Martyrs

F–38026 Grenoble Cedex

Résumé

ARCHEOPS est une expérience ballon dont l'objectif est de mesurer les anisotropies du fond de rayonnement cosmologique (CMB) avec une sensibilité de 10^{-5} et une résolution angulaire de 10' d'arc. Le premier vol scientifique est prévu pour Déc–Fév 2000–2001 à Kiruna (Suède). Ce sera également la première tentative d'utilisation de bolomètres polarisés afin de déterminer la polarisation du CMB en vol. Ce rapport propose une brève introduction à la théorie le la polarisation du CMB, et décrit la détermination des analyseurs qui seront utilisés lors de la calibration au sol des bolomètres polarisés.

Abstract

ARCHEOPS is a balloon experiment that aims to measure the Cosmic Microwave Background anisotropies with a sensitivity of 10^{-5} and at an angular resolution of 10'. The first scientific flight is planned for Dec–Feb 2000–2001 in Kiruna (Sweden). It will also be the first attempt to measure the CMB polarization with polarized bolometers in flight. This paper aims to provide a brief introduction to the theory of CMB polarization, and describes the determination of analysers for the ground calibration of the polarized bolometers.

Remerciements

Sur cette page moins scientifique que les suivantes, mais non moins plaisante à rédiger, j'aimerais saluer toutes les personnes qui ont contribué à rendre ces mois de stage formateurs et motivants.

A ce titre, je remercie tout d'abord mes tuteurs, Fabrice Naraghi et Daniel Santos, pour leur encadrement en général, et plus particulièrement pour m'avoir si vite intégré dans les discussions de la collaboration expérimentale.

Je remercie également Guy Perrin et Geneviève Duhamel pour m'avoir aidé lors de la préparation de ma présentation du 10 Mai dans le cadre de la réunion de la collaboration ARCHEOPS sur la polarisation, Philippe Filliatre pour son initiation à IDL et CMBFAST, Alain Pélissier pour ses explications techniques sur la construction des polariseurs à grille, et François–Xavier Désert pour sa présentation générale du CMB au début de ce stage.

Merci également à Frédéric Mayet et Laurent Derôme, maîtres incontestables et incontestés de LaTeX 2_ε... !

Mes recherches bibliographiques ont été grandement facilitées par Mme Claudine Tur.

Un clin d'œil à Gaëlle Boudoul pour ces 4 mois passés dans le même bureau.

Ce stage marque aussi le terme de cette année de DEA. J'aimerais donc remercier également l'ensemble de mes camarades de l'option “ sub–at' ” pour cette année universitaire passée à leur côté. Trouver une telle entente au sein de ce groupe fut à la fois une chance et une source de motivation.

Contents

Introduction

En 1948, R. A. Alpher & R. C. Herman [1] énoncèrent que si les éléments légers avaient été produits par un "Big Bang chaud" comme l'avait suggéré G. Gamow [2], il devait exister dans tout l'Univers un rayonnement de photons fossiles à la température de 5 K. Ce "fond de rayonnement cosmologique", de longueurs d'ondes millimétriques (Cosmic Microwave Background), fut immédiatement reconnu par R. H. Dicke , P. J. E. Peebles *et al.* [3] lorsque A. A. Penzias & R. Wilson [4] en 1964, découvrirent un bruit de fonc inconnu à environ 3 K. En 1992, COBE montre que ce rayonnement est à la température de 2.7277 ± 0.002 [5], que les écarts à cette moyenne ne sont pas supérieurs à 10^{-5}, et cartographie ces anisotropies avec une résolution angulaire de 7° d'arc.

L'intérêt d'une étude approfondie de ces anisotropies réside dans le fait qu'elles sont modèle–dépendantes, bien simulées numériquement, et constituent donc un outil de choix pour la détermination des divers paramètres cosmologiques. L'expérience ARCHEOPS a pour objectif de mesurer ces anisotropies avec une résolution angulaire de 10' d'arc. Son principe repose sur la détection des photons CMB par des bolomètres[1] placés dans un cryostat à dilution ^{3}He/^{4}He à 100 mK, porté par un ballon stratosphérique à 40 km d'altitude.

Un vol technique effectué à Trapani (Sicile) en Juillet 1999 a permis de tester le détecteur et de mesurer les différents signaux parasites. Un vol scientifique de 24 heures est envisagé pour Déc–Fév 2000–2001 à Kiruna (Suède). Lors de ce dernier, 6 bolomètres seront polarisés, afin de permettre la mise au point la mesure de la polarisation du CMB.

Nous nous focaliserons, dans ce rapport, sur la théorie de la polarisation, ainsi que sur la préparation de la calibration de ces bolomètres polarisés.

1 Le fond de rayonnement cosmologique (CMB)

1.1 Apparition du CMB

Quelques minutes après sa naissance, l'Univers est constitué principalement d'un plasma très énergétique de matière ionisée et de photons , en interaction permanente, à raison d'une particule de matière pour 2 milliards de photons. L'expansion de l'Univers modifie alors les propriétés de ce fluide primordial au cours du temps : à $t = 1$ an, la densité de matière devient trop faible pour que la thermalisation puisse se pousuivre. La température de la matière commence alors à évoluer différemment de celle du rayonnement, dont la distribution en énergie garde l'allure de celle d'un corps noir, même si l'expansion décale les longueurs d'onde vers le rouge. La matière commence à s'agglomérer sous l'effet de la gravitation, provoquant ainsi les premières anisotropies de densité de l'Univers.

A $t = 300\,000$ ans, l'énergie moyenne des photons est d'environ 0.3 eV (soit une température d'environ 3 000 K), et le nombre de photons d'énergie supérieure ou égale aux 13.6 eV nécessaires pour arracher un électron au noyau d'un atome d'hydrogène devient négligeable. Ces électrons avec lesquels interagissaient préférentiellement les photons, peuvent donc se lier aux protons et leur répartition au sein du plasma n'est alors plus uniforme. Les photons acquièrent ainsi un libre parcours moyen tout à coup très important, de l'ordre de la taille de l'Univers. Ces photons qui nous parviennent aujourd'hui constituent le CMB.

[1] Instrument qui mesure l'élévation de température d'une plaque absorbante soumise au rayonnement.

1.2 Anisotropies du CMB

Puisque les photons qui constituent le CMB ont été libérés quand les électrons se sont liés aux noyaux, eux–mêmes regroupés en amas de densité supérieure à la moyenne, on conçoit bien que la distribution de l'intensité de ces photons varie en fonction de la densité de matière de la région dans laquelle ils subissent leur dernière interaction. Ceci génère des anisotropies dans la carte du ciel. Cette source d'anisotropie en particulier, ou toute autre ayant lieu avant le découplage est dénommée *anisotropie primaire*, par opposition aux perturbations post–découplage dites *anisotropies secondaires*. Parmi ces anisotropies secondaires, citons par exemple l'effet Sachs–Wolfe [6] qui décrit la variation d'énergie d'un photon due à des fluctuations de la courbure de l'espace, et l'effet Sunyaev–Zel'Dovich [7, 8] qui traduit le réchauffement des photons CMB par effet Compton inverse lors de leur traversée de milieux fortement ionisés.

Afin de décrire ultérieurement l'évolution de ces anisotropies en fonction du choix du modèle cosmologique, il nous faut donc tout d'abord rappeler brièvement comment les différents paramètres qui caractérisent ces modèles sont définis.

1.2.1 Paramètres cosmologiques

L'évolution de l'Univers est décrite par les équations d'Einstein [9] :

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2} R\, g_{ab} + \Lambda g_{ab} \tag{1}$$

où R_{ab} est le tenseur de Ricci décrivant la courbure de l'espace, T_{ab} le tenseur énergie–impulsion, g_{ab} le tenseur métrique et Λ la constante cosmologique. L'homogénéité et l'isotropie de l'espace à grande échelle conduisent au choix de la métrique de Friedmann–Robertson–Walker[2] [10, 11] :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \tag{2}$$

$a(t)$ étant le facteur d'échelle et κ valant ± 1 ou 0, selon que l'Univers est fermé, ouvert ou plat respectivement. Avec le choix de cette métrique, les équations d'Einstein conduisent aux équations de Friedmann :

$$\begin{aligned} H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{\kappa}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \end{aligned} \tag{3}$$

où ρ est la densité totale de masse–énergie et p la pression isotrope. Ces équations permettent de définir :

- la constante de Hubble $H = 100h$ en km.s^{-1}.Mpc^{-1}
- la densité critique $\rho_c = 3H^2/8\pi G$
- le paramètre de densité totale actuel[3] $\Omega_0 = \rho_0/\rho_c$.
- le paramètre cosmologique $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H^2$
- le paramètre de densité de matière $\Omega_m = 8\pi G\rho_0/3H_0^2$

[2] c=1.
[3] L'indice 0 dénote de façon générale la valeur d'un paramètre à l'instant présent.

On a de plus la relation $\kappa/a_0^2 = H_0^2(\Omega_0 - 1)$. Outre la phénoménologie physique proposée par chacun d'eux, les modèles cosmologiques intègrent dans leurs équations différentes valeurs de ces paramètres. Pour chaque modèle et chaque jeu de paramètre, les spectres du CMB sont modifiés, ce qui constitue l'un des principaux intérêts théoriques de ce rayonnement.

Dans la suite de ce rapport, nous n'examinerons à titre d'exemple, que trois cas :

- le modèle standard (Standard Cold Dark Matter) avec $\Omega_0 = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$, $h = 0.4$ et $\Omega_b h^2 = 0.019$
- le modèle ΛCDM avec $\Omega_0 = 1$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.65$ et $\Omega_b h^2 = 0.020$
- le modèle à haut Ω_b[4], avec $\Omega_0 = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$, $h = 0.7$ et $\Omega_b h^2 = 0.058$

1.2.2 Oscillations acoustiques du fluide primordial

Afin de décrire la dynamique du fluide baryons–photons avant le découplage, il faut considérer :

- pour les espèces non relativistes (baryons et CDM), les équations de continuité d'Euler et de Poisson. En notant Φ la perturbation de la courbure de l'espace, Ψ le potentiel gravitationnel newtonien, $\bar{\rho}$ la densité moyenne de matière, $\vec{v}_X$ et δ_X le champ de vitesse et la perturbation de la densité de l'espèce X, celles–ci deviennent :

$$
\begin{aligned}
\frac{d\delta_{CDM}}{dt} + \nabla \cdot \vec{v}_{CDM} &= 0 \\
\frac{d\vec{v}_{CDM}}{dt} + 2H\vec{v}_{CDM} &= -\frac{1}{a^2}\nabla\Psi \\
\nabla^2\Psi &= 4\pi G\bar{\rho}\delta
\end{aligned}
\tag{4}
$$

- pour les espèces relativistes (photons et neutrinos), l'équation de Boltzmann relative à la fonction de distribution f d'énergie des particules :

$$
\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial f} + \frac{\partial f}{\partial x^i}\frac{dx^i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p}\frac{dp}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \gamma^i}\frac{d\gamma^i}{dt} = C[f] \tag{5}
$$

où les γ^i sont les cosinus directeurs du moment p, et C un terme de collision intervenant lors des diffusions.

Avant le découplage, les photons et la matière sont en interaction permanente. Ce régime est dénomé "couplage fort". Le temps de vol moyen τ des photons est petit comparé aux autres échelles de temps :

- H^{-1}, temps d'expansion, H étant la constante de Hubble
- $(ck)^{-1}$, parcours lumière d'un mode de Fourier k, c étant la vitesse de la lumière
- $(c_s k)^{-1}$ parcours sonore d'un mode de Fourier k, c_s étant l'analogue de la vitesse du son dans le fluide primordial

ce qui rend la distribution d'énergie des photons isotrope. Les photons et les baryons sont de plus couplés adiabatiquement. Le fluide ainsi constitué peut alors être caractérisé par une seule variable. Dans le cadre des expériences CMB, on choisit la température T des photons. Cette hypothèse de couplage fort constitue une très bonne approximation jusqu'à la dernière diffusion [12], et dans ces conditions, en considérant l'anisotropie en température $\Theta(\vec{x}, t) = \Delta T/T(\vec{x}, t)$,

les équations (4) et (5) conduisent à [13] :

[4] Pour des raisons de commodité, ce modèle sera noté HΩ_b dans la suite de l'exposé.

$$\frac{d}{d\eta}\left[(1+R)\dot{\Theta}\right]+\frac{k^2}{3}\Theta=-\frac{k^2}{3}(1+R)\Psi-\frac{d}{d\eta}\left[(1+R)\dot{\Phi}\right] \tag{6}$$

où le point traduit une dérivée par rapport au temps comobile $\eta=\int^t\frac{dt}{a(t)}$, $R=3\rho_B/4\rho_\gamma$ étant le rapport des denstités d'énergies baryonique et photonique. Cette équation est exprimée dans l'espace de Fourier, et $\Theta\equiv\Theta_k$ représente un mode particulier.

La solution adiabatique de l'équation (6) est [13] :

$$\Theta(\eta)=\frac{1}{3}(1+3R)\Psi\cos(kc_s\eta)-(1+R)\Psi \tag{7}$$

Celle–ci laisse clairement apparaître des oscillations acoustiques au sein du plasma. Une idée simple et intuitive pour expliquer ces oscillations est que le fluide baryons–photons tend à se comprimer sous l'effet de sa propre gravitation, ce à quoi s'oppose la pression de radiation photonique.

Il nous reste à présent à établir le lien entre les modes de ces oscillations et la cartographie du ciel.

1.2.3 Spectre de puissance

Dans un Univers plat, un mode k de longueur d'onde λ_k se voit à une échelle angulaire $\theta\sim\lambda_k/R$ (où R est la distance à la surface de dernière diffusion). Les harmoniques sphériques possèdent la propriété que leur ordre multipôlaire l décrit une échelle angulaire de l'ordre de $1/\theta$. La composante à l'ordre l du développement du signal dans cette base est donc directement reliée au mode k de l'onde acoustique.

Observée dans la direction $\widehat{r}$, l'anisotropie d'un mode particulier k est [14] :

$$\frac{\Delta T}{T}(\widehat{r})=\Theta_k e^{i\vec{k}\widehat{r}}=\sum_{lm}a_{lm}Y_{lm}(\widehat{r}) \tag{8}$$

avec :

$$a_{lm}=4\pi\Theta_k i^l j_l(kR)Y^*_{lm}(\widehat{k}) \tag{9}$$

Le coefficient d'ordre l du spectre de puissance d'un mode k est alors :

$$C_l^2=\sum_{m=-l}^{l}\mid a_{lm}\mid^2=4\pi(2l+1)\mid\Theta_k\mid^2 j_l^2(kR) \tag{10}$$

La fonction sphérique de Bessel $j_l(x)$ piquant à $x\sim l$, un mode k contribue donc au spectre de puissance principalement au multipole $l=kR$.

Si les calculs précédents sont effectués dans l'hypothèse d'un Univers plat, la méthode de développement en harmoniques sphériques reste tout à fait générale. Dans un Univers courbe, la correspondance entre les échelles physiques au moment du découplage et l'échelle angulaire change. Si l'Univers est ouvert par exemple, un mode particulier de Fourier se projète sur un multipole $l\sim kR_A$, où R_A est la distance en diamètre angulaire donnée par :

$$R_A=a(t)\sinh\left(\frac{R}{a(t)}\right) \tag{11}$$

2 Polarisation du CMB

Un photon est caractérisé par deux observables : son énergie $E = h\nu$ et son hélicité, projection de son moment cinétique sur son vecteur quantité de mouvement. L'état d'hélicité du photon est en correspondance bi–univoque avec son état de polarisation. On peut donc complètement décrire un photon par sa fréquence et sa polarisation.

L'étude de la distribution des fréquences des photons CMB dans l'espace est l'objet de l'étude des anisotropies de température. L'étude de la distribution de polarisation consiste elle, d'une part à mesurer cette polarisation, et d'autre part, à en déterminer l'anisotropie dans les différentes directions de l'espace.

2.1 Phénoménologie de la polarisation du CMB

Soit un repère (x, y, z), et un photon se propageant suivant l'axe z. Afin de caractériser l'état de polarisation de ce photon, il est commode d'avoir recours aux paramètres de Stokes ξ_1, ξ_2 et ξ_3 variant de -1 à $+1$, en fonction desquels la matrice de densité du photon s'écrit[5] [15]:

$$\rho = \begin{pmatrix} 1+\xi_3 & \xi_1 - i\,\xi_2 \\ \xi_1 + i\,\xi_2 & 1-\xi_3 \end{pmatrix} \tag{12}$$

ξ_3 donnant le degré de polarisation linéaire suivant l'axe x, ξ_1 le degré de polarisation linéaire suivant des axes à $\pm\pi/4$ de x, et ξ_2 le degré de polarisation circulaire. Pour un photon non polarisé $\xi_i = 0$, pour un photon totalement polarisé $\sum \xi_i^2 = 1$.

Avant le découplage, les électrons interagissent avec les particules chargées qui constituent le plasma primordial. La section efficace de diffusion est alors[6] [15] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\frac{e^4}{m^2}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)\left[F_0 + F_3(\xi_3 + \xi_3') + F_{11}\,\xi_1\,\xi_1' + F_{22}\,\xi_2\,\xi_2' + F_{33}\,\xi_3\,\xi_3'\right] \tag{13}$$

avec :

$$\begin{array}{rclrcl} d\Omega & = & \sin\vartheta d\vartheta d\varphi & F_0 & = & \frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - \sin^2\vartheta \\ F_3 & = & \sin^2\vartheta & F_{11} & = & 2\cos\vartheta \\ F_{22} & = & \left(\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega}\right)\cos\vartheta & F_{33} & = & 1+\cos^2\vartheta \end{array}$$

où ω et ω' sont les pulsations du photon incident et du photon diffusé, et ϑ l'angle de diffusion. Dans le cas général de la diffusion d'un photon incident non polarisé sur un électron non polarisé, on pose $\xi_i = 0$ dans (13), ce qui conduit à :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\frac{e^4}{m^2}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2\left[\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - (1-\xi_3')\sin^2\vartheta\right] \tag{14}$$

On remarque alors que :

- Cette section efficace est inversement proportionnelle au carré de la masse du diffuseur, ce qui nous amène à ne considérer par la suite que les diffusions Thomson sur les électrons.

- Elles est d'autant plus grande que la polarisation linéaire du photon détecté est proche de 1.

[5] Nous gardons dans ce paragraphe les notations de L. Landau. Dans le reste de ce rapport, ces grandeurs sont notées respectivement U/I, Q/I et V/I, en accord avec les notations de l'optique et l'ensemble des publications sur la polarisation du CMB.

[6] Les unités utilisées sont telles que $\hbar = c = 1$.

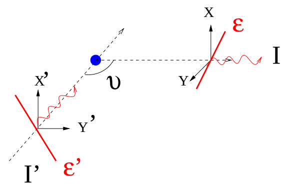

Figure 1: Diffusion Thomson d'un photon sur un électron. L'angle entre les polarisations incidente et diffusée est $\vartheta = \hat{\epsilon'} \cdot \hat{\epsilon}$.

Il s'en suit que statistiquement, les photons subissant une diffusion Thomson ressortent polarisés linéairement. Cependant, il est tout à fait improbable que les photons qui constituent le CMB n'aient subi qu'une seule diffusion. La section efficace intervenant dans leur dernière diffusion est donc celle d'un photon polarisé linéairement, qui est donc, en posant $\xi_2 = 0$ et $\xi_1^2 + \xi_3^2 = 1$ dans (13):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\frac{e^4}{m^2}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2\left[\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - 2 + 4\cos^2\Theta\right] \tag{15}$$

où Θ est l'angle entre les polarisations incidente et diffusée, tel que $\cos\Theta = \hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon'}$ (cf. Fig. 1). Comme précédemment, la section efficace est d'autant plus grande que la polarisation linéaire du photon diffusé est proche de celle du photon incident.

Cette section peut être réécrite de façon plus commode pour les calculs ultérieurs [18] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} \mid \hat{\epsilon'} \cdot \hat{\epsilon} \mid^2 \tag{16}$$

σ_T étant la section efficace totale de diffusion Thomson [17].

2.2 Description générale d'une onde polarisée

2.2.1 Description d'un état de polarisation

L'état de polarisation le plus général d'une onde monochromatique est décrit par les équations (17).

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_x \cos(\omega t - \phi/2) \\ E_y(t) &= E_y \cos(\omega t + \phi/2) \end{aligned} \tag{17}$$

Ce sont les équations paramétriques d'une ellipse caractérisée par les paramètres représentés sur la figure 2. Connaître l'état de polarisation d'un rayonnement signifie donc être capable de déterminer chacun de ces paramètres. Pour cela, il nous faut les relier à des grandeurs physiques mesurables : les paramètres de Stokes.

Le vecteur de Stokes est défini par :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_xE_y\cos\phi \\ 2E_xE_y\sin\phi \end{pmatrix} \tag{18}$$

Le calcul conduit à :

$$\begin{aligned} Q &= I\cos 2\chi &&= E_x^2 - E_y^2 \\ U &= I\cos 2\epsilon \sin 2\alpha &&= I\sin 2\chi\cos\phi \\ V &= I\sin 2\epsilon &&= \pm I\sin 2\chi\sin\phi \end{aligned} \tag{19}$$

On peut donc donner le lien physique entre la description paramétrique de l'ellipse et le vecteur de Stokes :

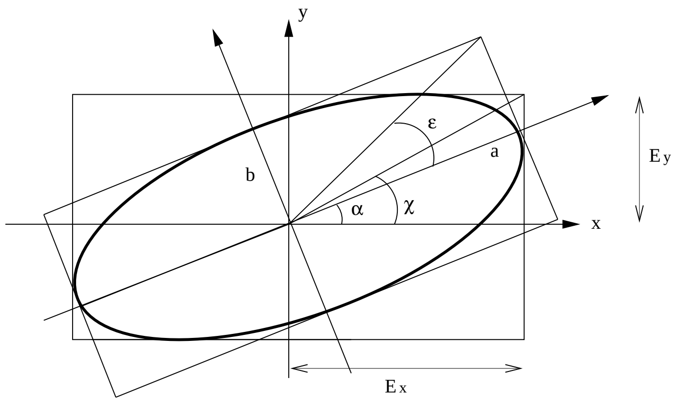

Figure 2: Paramètres d'un état de polarisation elliptique d'une onde monochromatique.

- I est l'intensité totale du rayonnement
- Q et U sont reliés à l'orientation de l'ellipse par rapport à un axe de référence
- V est relié à son ellipticité ϵ

Pour une onde non monochromatique, on définit le degré de polarisation par

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \tag{20}$$

L'un des avantages de la représentation de Stokes est que la description d'une onde partiellement polarisée peut se faire naturellement en décomposant la lumière en une onde polarisée et une onde non polarisée, que l'on peut traiter indépendamment dans les calculs intermédiaires.

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} pI \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (1-p)I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = S_P + S_{NP} \tag{21}$$

2.2.2 Détermination d'un état de polarisation

Afin d'analyser la mesure que nous voulons effectuer, il nous faut trouver un formalisme mathématique qui décrive les caractéristiques physiques de l'observable et son intéraction avec le dispositif expérimental. Deux formalismes sont communément utilisés dans le cadre de la polarisation d'un rayonnement électromagnétique : celui de R. C. Jones [20, 21, 22] et celui de H. Mueller [23, 24].

Dans le formalisme de Jones, le champ électrique $\vec{E}$ est représenté par le vecteur $V = \left(E_x e^{-i\phi/2}, E_y e^{i\phi/2}\right)$ dont la norme hermitienne est l'intensité, et les instruments sont représentés par des matrices 2×2 agissant sur ce vecteur. Bien que séduisant car très intuitif, ce formalisme n'est pas le mieux adapté à l'étude d'un rayonnement partiellement polarisé, comme le seront le CMB et le rayonnement de la poussière galactique, car il nécessite alors l'introduction d'une matrice dite "matrice de cohérence",exprimée en fonction des moyennes statistiques des amplitudes du champ, qui ote au formalisme tout l'intérêt de sa structure d'espace vectoriel [19].

Le formalisme de Mueller, en revanche, est bâti pour traiter directement ce cas de figure. Dans celui–ci, la lumière est décrite par son vecteur de Stokes et les instruments par des matrices M réelles 4×4 agissant sur ce vecteur. Dans le cas d'un polariseur linéaire, nous avons par exemple :

$$
M = \begin{pmatrix} K & k & 0 & 0 \\ k & K & 0 & 0 \\ 0 & 0 & q & 0 \\ 0 & 0 & 0 & q \end{pmatrix} \qquad (22)
$$

où $K = \frac{\tau_x^2+\tau_y^2}{2}$, $k = \frac{\tau_x^2-\tau_y^2}{2}$ et $q = \tau_x \tau_y$, τ_x et τ_y étant les coefficients de transmission des composantes x et y de l'amplitude du champ électrique.

Afin d'étalonner un instrument nous devrons donc déterminer les éléments de sa matrice de Mueller.

2.3 Description de la polarisation du CMB

Le fait que les photons CMB soient polarisés provient du mécanisme de la diffusion Thomson présenté au paragraphe 2.1. Cependant, pour que l'on puisse observer une polarisation d'ensemble du CMB, c'est à dire des paramètres Q et U non nuls dans des régions du ciel[7], des conditions supplémentaires sont nécessaires. Nous nous plaçons alors à l'instant de la recombinaison quand le fluide quitte son régime de couplage fort et que les photons sont libérés. Pour la clarté de l'exposé, nous ne considérons qu'un seul diffuseur.

De toute évidence, si l'on considère un électron sur lequel le rayonnement incident est spatialement isotrope, le rayonnement diffusé sera tout aussi isotrope, et aucune polarisation d'ensemble ne sera générée par celui–ci. Il faut donc qu'au moment de la diffusion, il y ait une anisotropie d'intensité incidente en direction de ce diffuseur.

Considérons un électron et reprenons par rapport à celui–ci les conventions de la figure 1, ϑ étant l'angle de diffusion du photon. En notant I' l'intensité incidente, et en sommant sur toutes les directions incidentes, le rayonnement diffusé I en direction de l'observateur a les paramètres de Stokes suivants [18]:

$$
\begin{aligned}
I &= \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\vartheta,\phi)(1+\cos^2\vartheta)d\Omega \\
Q &= \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\vartheta,\phi)\sin^2\vartheta\cos 2\phi d\Omega \\
U &= -\frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\vartheta,\phi)\sin^2\vartheta\sin 2\phi d\Omega
\end{aligned} \qquad (23)
$$

Si l'on décompose maintenant I' en harmoniques sphériques par rapport au diffuseur,

$$
I'(\vartheta,\phi) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\vartheta,\phi) \qquad (24)
$$

les équations (23) deviennent[8] :

$$
I = \frac{3\sigma_T}{16\pi}\left[\frac{8}{3}\sqrt{\pi}a_{00} + \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}a_{20}\right] \qquad (25)
$$

$$
Q = \frac{3\sigma_T}{16\pi}\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\,\mathbf{Re}\{a_{22}\} \qquad (26)
$$

$$
U = -\frac{3\sigma_T}{16\pi}\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\,\mathbf{Im}\{a_{22}\} \qquad (27)
$$

Cela montre donc qu'il faut au moins une anisotropie quadrupolaire du rayonnement incident (terme a_{22}) pour que la polarisation mesurée par l'observateur soit non nulle.

Quelle pourrait-être l'origine physique d'une telle anisotropie ? Considérons un point du plasma au moment du découplage plus dense que son voisinage (cf. Fig. 3). Par gravitation, celui–ci attire vers

[7] Le paramètre V demeure nul [15, 16]

[8] Les termes d'ordre l impair sont nuls, les termes d'ordre $l = 4$ également. Les premiers ordres supérieurs sont donc ceux d'ordre 6 et sont négligeables devant les termes quadrupôlaires.

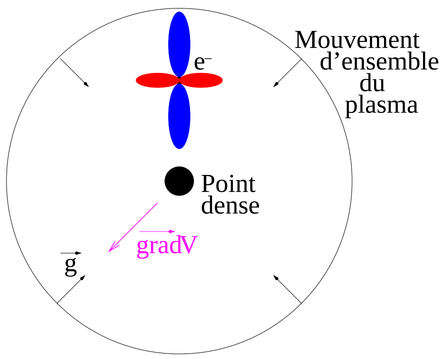

Figure 3: Anisotropie quadrupolaire de l'intensité sur un électron diffuseur due à l'attraction gravitationnelle d'un point dense de son voisinage. Le gradient de vitesse est plus grand dans la direction radiale que dans le plan orthogonal, d'où l'allure quadrupolaire en première approximation de l'intensité incidente sur celui–ci.

lui la matière environnante, et le plasma est plus dense près de lui que sur l'extérieur de cette sphère d'influence. Par effet de viscosité, la matière se déplace plus vite sur l'extérieur de cette zone qu'au centre. Pour un électron diffuseur dans cette zone, excentré par rapport à l'origine, ce gradient de vitesse radial génère une anisotropie de l'intensité de la lumière incidente, dont l'allure présente comme forme principale, celle d'une distribution quadrupolaire.

2.4 Anisotropies de polarisation

Tout comme pour la température, les fluctuations de densité de matière au moment de la dernière diffusion vont générer des anisotropies de la polarisation.

Afin de les étudier, il nous faut écrire l'équation d'évolution des paramètres de Stokes, depuis la dernière diffusion des photons jusqu'à nos jours. Nous nous restreignons ici à un Univers isotrope au premier ordre, et introduisons les fluctuations des paramètres de Stokes comme [25, 26]:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{\rho_\gamma(t)}{4\pi} \begin{pmatrix} 1+i \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} \tag{28}$$

où $\rho_\gamma(t)$ est la densité d'énergie de photons, i, q, u, v sont fonction de la position de l'observateur $\vec{x}$, de la ligne de visée $\vec{\gamma} = (\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ et du temps t. Au premier ordre l'équation de transfert est :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} i \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} + \frac{\gamma_\alpha}{a} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \begin{pmatrix} i \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} y \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \sigma_T n_e \left[\begin{pmatrix} i^s \\ q^s \\ u^s \\ v^s \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} i \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} \right] \tag{29}$$

avec $y = -2\dot{h}_{\alpha\beta}\gamma_\alpha\gamma_\beta$ contenant les perturbations linéaires du tenseur métrique, a étant le facteur d'échelle, n_e la densité électronique du milieu, et (i^s, q^s, u^s, v^s) et étant calculé dans le référentiel comobile. J. R. Bond [27] par exemple, et A. G. Polnarev [28] ont étudié cette équation dans les cas particuliers de perturbations scalaires et tensorielles de la métrique[9]. Dans le cas de perturbations scalaires, la composante U n'est pas affectée, et l'équation (29) donne lieu à un système de deux équations couplées par le terme quadrupôlaire du développement en harmoniques sphériques : on retrouve ainsi le fait

[9] Pour le détail des résultats, voir annexe C.2

qu'une anisotropie quadrupôlaire génère une polarisation, comme mentionné au paragraphe 2.3. Les perturbations tensorielles quant à elles sont dues aux ondes gravitationnelles. Une étude numérique de ces deux cas est proposée au paragraphe 3.2.3

2.5 Analyse

Les paragraphes précédents proposaient une description générale et théorique de la polarisation du CMB. Afin d'exploiter ce formalisme, il nous faut à présent définir une méthode d'analyse des données expérimentales. Celle–ci est proche du développement en harmoniques sphériques décrit au paragraphe 1.2.3, dans le cadre de l'étude des anisotropies d'intensité.

Contrairement à la température qui est une grandeur scalaire, les paramètres Q et U dépendent du système de coordonnées choisi. En effet, ces paramètres se transforment lors d'une rotation du système de référence d'un angle ψ suivant

$$\begin{pmatrix} Q' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\psi & \sin 2\psi \\ -\sin 2\psi & \cos 2\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix} \tag{30}$$

Cette dépendance angulaire rend le calcul des différentes fonctions de corrélation de ces grandeurs délicat. M. Zaldarriagga & U. Seljak [29] ont développé une méthode qui permet de s'affranchir de cela, et qui fournit les solutions exactes à toute échelle angulaire, aux calculs des fonctions statistiques des paramètres de Stokes du CMB.

D'après l'équation (30), on peut en effet construire les deux quantités :

$$(Q \pm iU)'(\widehat{n}) = e^{\mp\, 2i\psi}(Q \pm iU)(\widehat{n}) \tag{31}$$

qui peuvent ensuite être décomposées dans la base des harmoniques sphériques spinées[10] ${}_sY_{lm}$ de spin $s = 2$:

$$(Q \pm iU)(\widehat{n}) = \sum_{lm} a_{\pm 2,lm}\ {}_{\pm 2}Y_{lm} \tag{32}$$

et qui permettent alors de bâtir deux nouvelles quantités E et B qui se comportent différement sous un changement de parité : E est invariant, B change de signe, de manière analogue aux champs électriques et magnétiques[11]. Leur développement suivant la base ${}_sY_{lm}$ est donné par :

$$\begin{aligned} a_{E,lm} &= -\frac{a_{2,lm} + a_{-2,lm}}{2} \\ a_{B,lm} &= i\,\frac{a_{2,lm} - a_{-2,lm}}{2} \end{aligned}$$

Toutes les propriétés de la polarisation du CMB sont alors données par les spectres des fonctions de corrélation suivants [30]:

$$C_l^{XY} = \frac{1}{2\,l+1} \sum_m < a^*_{X,lm} a_{Y,lm} > \tag{33}$$

[10] Exprimée dans le repère sphérique usuel (r, θ, ϕ), dont la base associée est notée $(\widehat{n}, \widehat{e}_1, \widehat{e}_2)$, une fonction ${}_sf(\theta,\phi)$ est dite de spin s si lors d'une rotation directe de $(\widehat{e}_1, \widehat{e}_2)$ d'un angle ψ, elle se transforme suivant ${}_sf'(\theta,\phi) = e^{-is\psi}\ {}_sf(\theta,\phi)$. Quelques unes des propriétés principales de ces fonctions sont rappelées en annexe A.

[11] C'est cette analogie qui mène également aux dénominations équivalentes G ("gradient") et C ("curl").

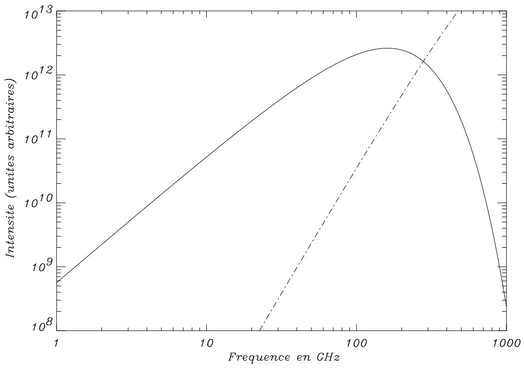

Figure 4: Spectres d'émission de la poussière galactique (trait interrompu) et du CMB (trait plein). L'intensité représentée en ordonnées est $I_{USI} \times (2h/c^2)^{-1} \times 10^{-20}$. A 353 GHz, la poussière domine le CMB.

où X et Y représentent la température T, et les modes E et B. Avec cette notation, le spectre C_l^{TT} est le spectre C_l de la température introduit au paragraphe 1.2.3.

L'intérêt de ce formalisme est qu'il permet de définir deux quantités intermédiaires $\tilde{E}$ et $\tilde{B}$, de spin zéro[12], donc invariantes par rotation, plus aisées à manipuler numériquement. Leur décomposition dans la base des ${}_sY_{lm}$ est :

$$a_{(\tilde{E},\tilde{B}),lm} = \left[\frac{(l+2)!}{(l-2)!}\right]^{1/2} a_{(E,B),lm} \tag{34}$$

Elles permettent un calcul analytique exact et à toute échelle angulaire des spectres de puissance, et donc à terme, une détermination complète des propriétés de la polarisation du CMB.

3 Détection de la polarisation du CMB

Bien que les prédictions théoriques de l'amplitude des anisotropies de polarisation soient encourageantes par rapport à la sensibilité des prochaines expériences satellites comme MAP et PLANCK Surveyor, leur mesurabilité dépend également du niveau de contamination par les autres sources d'avant plan, dont la principale est la poussière galactique. A cela s'ajoutent les erreurs sytématiques de l'expérience. La description de ces deux sources d'imprécision fait l'objet des paragraphes suivants.

3.1 La poussière galactique

F. Boulanger *et al.* [31] ont montré que l'émission de la poussière galactique était bien représentée par un corps noir de 17.5 K et une émissivité en ν^2. A titre de comparaison, nous avons représenté sur la figure 4, les spectres d'émission du CMB et de la poussière, qui montrent l'importance de ce fond.

On sait depuis 1949 grâce à W. A. Hiltner [32] et J. S. Hall [33] que la lumière stellaire est polarisée lors de son absorption par la poussière. En analysant ce phénomène pour des grains de silicate de 9.7μm, R. H. Hildebrand & M. Dragovan [34] ont prouvé que les grains de poussière sont oblates, d'un rapport d'axes 2/3, amenant dans le cas d'alignement parfait de ces grains, à un degré de polarisation de la lumière émise de 35%. Les mêmes auteurs ont également démontré dans le même article que ce sont les mêmes grains qui sont responsables de l'émission polarisée dans l'infrarouge. B. T. Draine & H. M. Lee [35] quant à eux, ont prédit que ce degré de polarisation devait être indépendant de la fréquence compte tenu du rapport entre la taille des grains et les longueurs d'onde, et cela a été confirmé

[12] Ces grandeurs sont construites à l'aide des opérateurs $\eth$ et $\bar{\eth}$ décrits en annexe A.

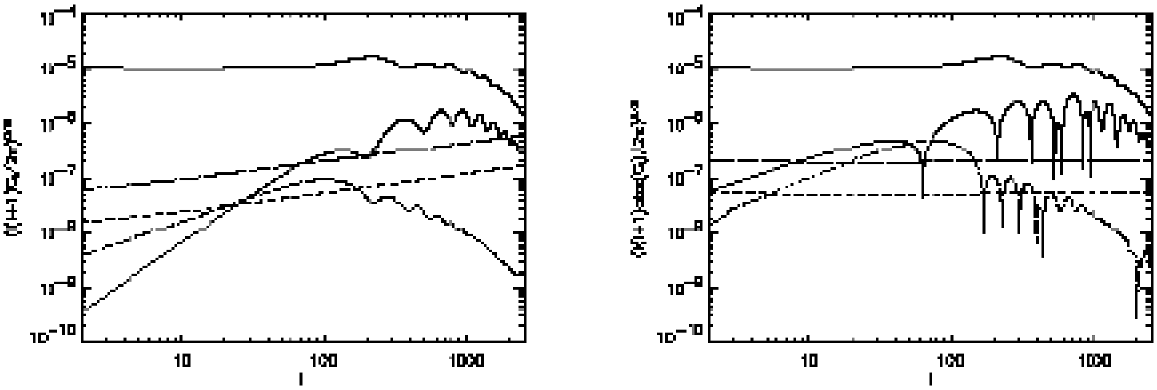

Figure 5: *Graphe de gauche* : Spectre de puissance de la lumiére polarisée émise par la poussiére comparé à celui du CMB à 143 et 217 GHz (tirés et points–tirés), pour les modes E induit par perturbations scalaire (trait plein) et tensorielle (pointillés). Le spectre de température est présenté à titre de comparaison. *Graphe de droite* Mêmes observables pour la corrélation E–T.

par des observations multifréquences [36, 37].

Si l'alignement des grains reste un problème non résolu, il ressort cependant qu'il dépend principalement du champ magnétique galactique. Toutefois, une grande incertitude demeure sur la direction de ce champ par rapport à la distribution de poussière, puisque différentes observations présentent des résultats contradictoires [38, 39].

Afin d'estimer quand même le spectre de puissance de l'émission de la poussière, F. R. Bouchet *et al.* [40] considèrent trois cas extrèmes : (1) le champ est aligné avec l'axe principal de la structure, (2) le champ se trouve dans un plan perpendiculaire à cet axe, (3) le champ a la même direction dans toute la distribution. Les auteurs démontrent ainsi que pour un ordre multipôlaire supérieur à $l \simeq 200$, les spectres de polarisation du CMB détaillés au paragraphe 2.5 sont supérieurs d'un ordre de magnitude à ceux de la poussière pour les différents modes E, et sont donc mesurables (cf. Figs. 5). Les modes B du CMB sont au mieux comparables à ceux de la poussière, mais la dépendance en ν et l connue du spectre de la poussière [31] permet de réduire sa contribution et donc d'identifier les mêmes modes du CMB.

3.2 Mesure expérimentale

Kamionkowski *et al.* [30] ont montré que le CMB pouvait être complètement décrit par la donnée des 4 spectres de corrélation présentés au paragraphe 2.5.

M. Zaldarriaga et U. Seljak, ont développé le code de calcul, CMBFAST [41], qui permet de déterminer les différents C_l pour des valeurs arbitraires des divers paramètres cosmologiques. Nous considèrerons par la suite les trois modèles introduits au paragraphe 1.2.1.

Nous nous proposons ici de montrer brièvement quels sont les spectres de ces différents modèles, et quel sera l'apport des mesures effectuées lors du prochain vol d'ARCHEOPS, à Kiruna.

3.2.1 Variance cosmique

L'incertitude théorique sur les spectres C_l^{XY} est donnée par la variance de leur distribution, qui est [30] :

$$\sigma_l^{XX} = \sqrt{\frac{2}{f_{sky}(2l+1)}}\left(C_l^{XX} + f_{sky} w^{-1} B_l^{-2}\right) \tag{35}$$

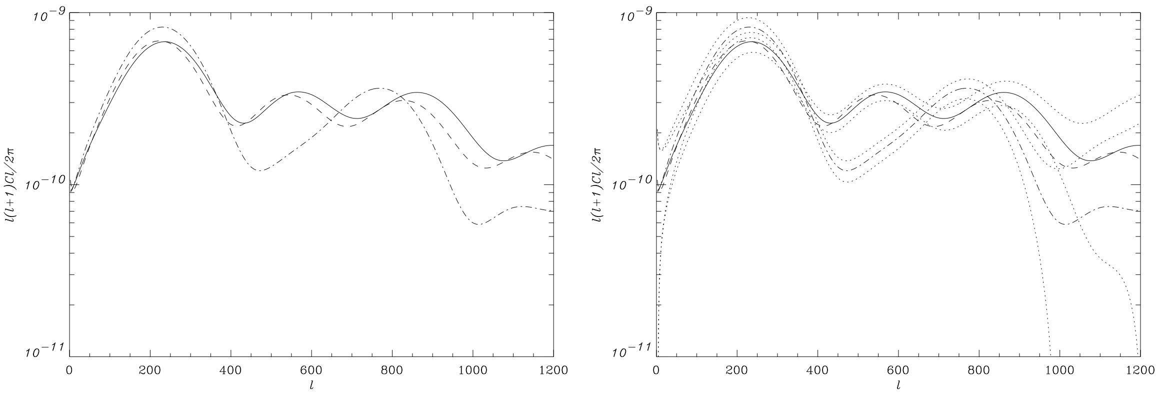

Figure 6: *Graphe de gauche* :Spectre de l'autocorrélation de la température des trois modèles cosmologiques les plus favorisés : SCDM (trait plein), ΛCDM (trait pointillé), HΩ_b (trait interrompu). *Graphe de droite* : Incertitude théorique sur la détermination de ces mêmes spectres des lors du prochain vol d'ARCHEOPS à Kiruna (pointillés). Les deux modèles SCDM et ΛCDM sont dans la même bande d'incertitude, ils seront donc impossibles à distinguer. Le modèle HΩ_b en revanche, se détache significativement autour de $l \simeq 600$.

$$\sigma_l^{TE} \;=\; \sqrt{\frac{2}{f_{sky}(2l+1)}}\left[\left(C_l^{TE}\right)^2 + \left(C_l^{TT} + f_{sky}w^{-1}B_l^{-2}\right)\left(C_l^{EE} + f_{sky}w^{-1}B_l^{-2}\right)\right]^{1/2} \qquad (36)$$

f_{sky} est la portion de ciel observée, $w = (t_{pix}N_{pix}T_0^2)/(4\pi s^2)$ est l'inverse de la variance due à la redondance (temps d'observation t_{pix} consacré à chacun des N_{pix} pixels de la carte) et à la sensibilité s du détecteur. $B_l = e^{-l^2\sigma_\theta^2/2}$ caractérise la gaussianité du lobe d'observation.

3.2.2 Spectre de température

Dans les conditions expérimentales du vol de Kiruna, ARCHEOPS couvrira 25% du ciel au cours d'un vol de 24 heures, ce qui conduit à $w = 1.93363\,10^{14}$ (dans les unités réduites données par CMBFAST). Ceci nous permet de simuler les résultats de cette mesure et d'en anticiper quelques conclusions. La figure 6 représente d'une part le spectre de l'auto–corrélation de la température pour les 3 modèles précédemment cités, et d'autre part, les mêmes modèles, avec le SCDM et HΩ_b associés à leur incertitude. On peut voir sur ces graphes, à titre d'exemple, que la précision théorique sera suffisante pour distinguer le modèle HΩ_b des deux autres, dans la limite des choix des paramètres cosmologiques spécifiés au paragraphe 1.2.1.

3.2.3 Spectres de polarisation

La difficulté majeure de l'étude des anisotropies du CMB en général, tient dans leur faible amplitude (de l'ordre de 10^{-5} de la valeur moyenne). La situation est encore plus délicate pour les anisotropies de polarisation, dont les variations relatives sont encore inférieures d'un à deux ordres de grandeur (cf. Fig. 7a). On peut voir également sur cette figure le déphasage entre les pics du spectre de température et les pics des spectres de polarisation : ceci est dû au fait que les anisotropies de température sont causées par la densité locale de diffuseurs, tandis que la polarisation naît de l'intensité (donc de la vitesse d'ensemble locale du plasma) incidente sur les diffuseurs.

Outre le choix des paramètres cosmologiques, CMBFAST offre la possibilité de simuler deux modes de perturbation de la métrique : scalaire et tensoriel. Si l'on ne peut séparer ces deux modes de perturbation dans la mesure de l'intensité, leur signature sur la polarisation est en revanche bien différente (cf. Fig. 7a). C'est l'une des qualités propres à la polarisation de permettre de distinguer les ondes gravitationnelles des autres sources d'anisotropie. L'étude des incertitudes expérimentales étant similaire dans les deux cas, nous choisissons de ne traiter que le cas d'une perturbation scalaire, afin de ne pas alourdir la présentation.

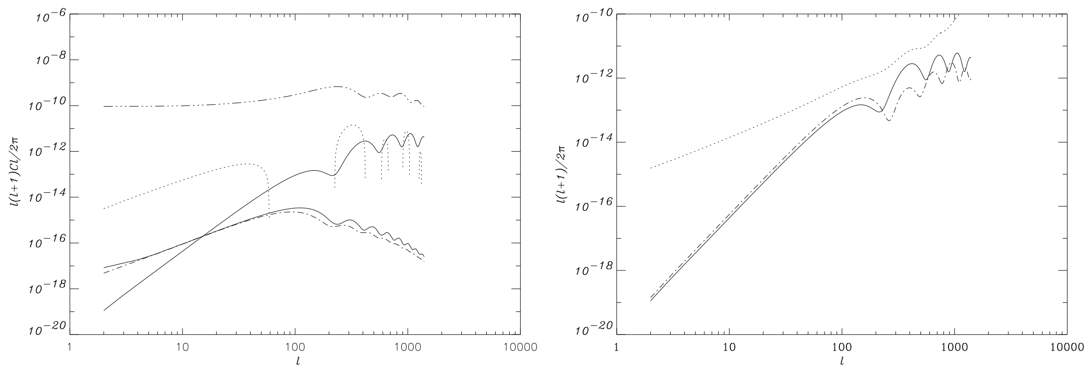

Figure 7: *Graphe de gauche* : Comparaison des spectres des différents modes de polarisation (E trait plein, T–E pointillés, B points–tirés) au spectre de température (trait mixte) pour les deux perturbations de la métrique (graphes inférieurs pour la cas tensoriel). *Graphe de droite* : Spectre du mode de polarisation E pour les modèles SCDM (trait plein), $H\Omega_b$ (tirés) dans le cas d'une perturbation scalaire de la métrique. Ces deux spectres sont très voisins et contenus dans la zone d'incertitude du modèle SCDM (la limite supérieure de cette bande d'incertitude est représentée en pointillés ; la limite inférieure est négative et ne figure pas sur le graphe).

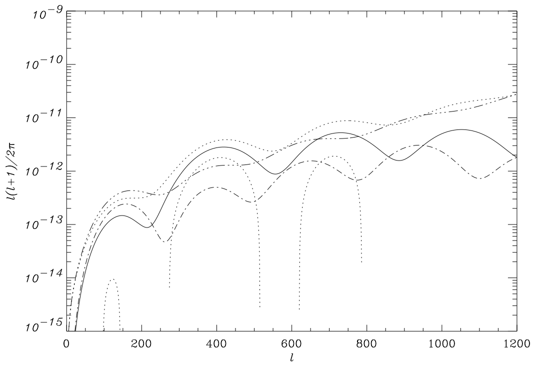

Figure 8: Spectres de polarisation pour un vol d'ARCHEOPS de 6 jours pour les modèles SCDM (trait plein) et $H\Omega_b$ (trait interrompu). L'incertitude relative au modèle SCDM est représentée en pointillés, et la limite supérieure de la bande d'incertitude du modèle $H\Omega_b$ est représentée en trait mixte. On voit que ces deux bandes sont séparées autour de $l = 400$, ce qui rend la distinction de ces deux modèles possible en théorie.

La figure 7b montre les spectres du mode E pour les trois modèles, ainsi que l'incertitude sur leur détermination dans les conditions expérimentales de Kiruna. On remarquera la grande similitude de ces trois spectres, tant en amplitude qu'en distribution : la polarisation a une signature peu sensible aux modèles cosmologiques. Il apparaît également que la variance cosmique intervenant sur la mesure de la polarisation à Kiruna est trop importante pour distinguer par exemple les spectres des modèles SCDM et $H\Omega_b$ avec les valeurs des paramètres proposées. Afin de rendre cette distinction possible, il faudrait un vol d'une durée de l'ordre de 6 jours minimum, soit un paramètre $w = 1.6\,10^{15}$ (cf. Fig. 8). Une telle mesure est envisageable lors des vols ultérieurs d'ARCHEOPS.

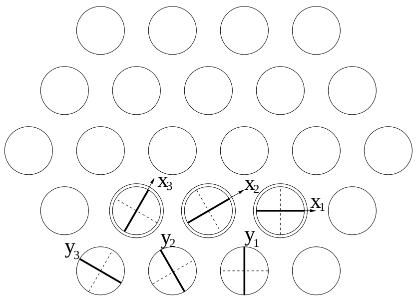

Figure 9: Schéma du plan focal d'ARCHEOPS. Les bolomètres polarisés sont représentés avec leur direction de polarisation associée. Le bolomètre cerclé est celui qui sera à la verticale du cornet optique.

3.3 Détermination des paramètres de Stokes

Comme cela a été présenté au paragraphe 2.2.2, notre étude repose sur la détermination du vecteur de Stokes du rayonnement incident[13].

Une façon de mesurer ses composantes est la suivante. Dans le plan focal d'Archéops, les bolomètres polarisés seront disposés par paires, comme représenté sur la figure 9. On prend comme système de référence celui de la première paire (x_1, y_1) et on a donc immédiatement

$$\begin{array}{rcccl} I & = & E_{x_1}^2 + E_{y_1}^2 & = & I_{x_1} + I_{y_1} \\ Q & = & E_{x_1}^2 - E_{y_1}^2 & = & I_{x_1} - I_{y_1} \end{array} \tag{37}$$

La détermination de U se fait à l'aide des autres systèmes, dont les axes (x_2, y_2) sont à 30° les uns des autres. Le calcul donne[14] :

$$U = \frac{2}{\sqrt{3}}(I_{x_2} - I_{y_3}) \tag{38}$$

On a de plus une redondance des différentes mesures en utilisant les signaux des trois couples de bolomètres.

4 Calibration au sol des bolomètres polarisés d'ARCHEOPS

Parmi les 24 bolomètres de l'ensemble du détecteur, six seront polarisés à 353 GHz lors du prochain vol à Kiruna. Nous nous proposons ici de présenter un résumé du travail que nous avons effectué en vue de leur calibration au sol [42].

4.1 Détermination des polariseurs de calibration

Le principe standard de fabrication de polariseurs repose sur la disposition de conducteurs parallèles, dont la longueur est beaucoup plus grande que l'épaisseur. Seule la composante du champ électrique perpendiculaire à l'axe principal des conducteurs est alors transmise.

Pour des longueurs d'onde millimétriques, plusieurs technologies sont envisageables pour la construction de polariseurs. Les deux principales retenues sont le depôt par photolithographie de métal sur un substrat de milar, et la tension de fils conducteurs sur un cadre. Les calculs des coefficients de transmission sont similaires dans les deux cas, c'est pourquoi nous ne mentionnerons que le cas des grilles de fils, retenu par la collaboration, suite à l'étude décrite ci–dessous.

[13] On ne s'attachera qu'à la détermination de I, Q et U car V est nul (cf. paragraphe 2.3).
[14] Le détail des calculs est présenté en annexe C.

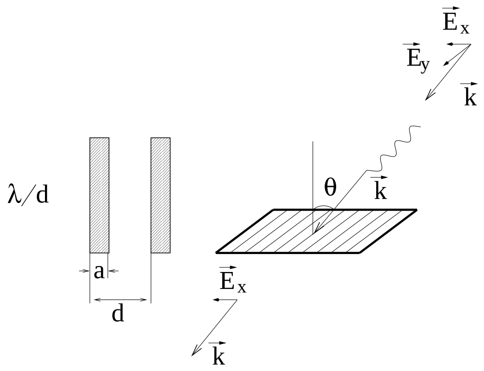

Figure 10: Paramètres caractérisant les propriétés optiques de la grille. d est l'espace entre les fils, a leur diamètre, λ est la longueur d'onde de la lumière incidente et θ son angle d'incidence.

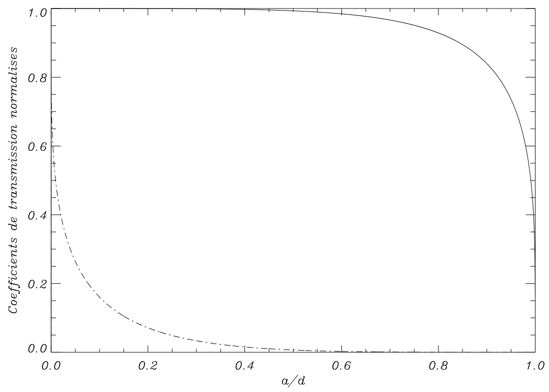

Figure 11: Coefficients de transmission de la grille normalisés τ_x (trait plein) et τ_y (trait interrompu) en fonction du rapport a/d.

4.1.1 Polariseurs à grille

Reprenant la méthode de caractérisation de guides d'ondes par impédances équivalentes de N. Marcuvitz [43], P. K. Cheo et C. D. Bass [44] ont montré que les coefficients de transmission de l'amplitude du champ électrique d'une grille de fils (dont les différents paramètres sont représentés sur la figure 10), suivant les directions précédemment définies, pouvaient s'exprimer comme suit :

$$\tau_{x,y} = \frac{4nZ_{x,y}^2}{(1+n)^2 Z_{x,y}^2 + 1} \tag{39}$$

où x et y désignent (ainsi que dans toute la suite de ce rapport) les directions orthogonales et parallèles aux fils respectivement. Z est l'impédance équivalente de la grille[15]; elle dépend des rapports d/λ et a/d, et de l'angle d'incidence θ.

L'allure de ces coefficients est representée sur la figure 11. En $a/d = 0$, les fils sont de diamètre nul et donc la grille est parfaitement transparente à chaque composante du champ électrique ; en $a/d = 1$ les fils se touchent et la grille est alors un écran total qui ne laisse rien passer. On constate sur cette figure qu'aux environs de $a/d = 0.5$, on éteint significativement la composante y alors que la transmission de la composante x demeure très grande, ce qui correspond au comportement recherché pour la grille.

Il nous faut à présent déterminer explicitement les paramètres de construction de ces grilles.

[15] L'expression exacte de Z est donnée en appendice B.

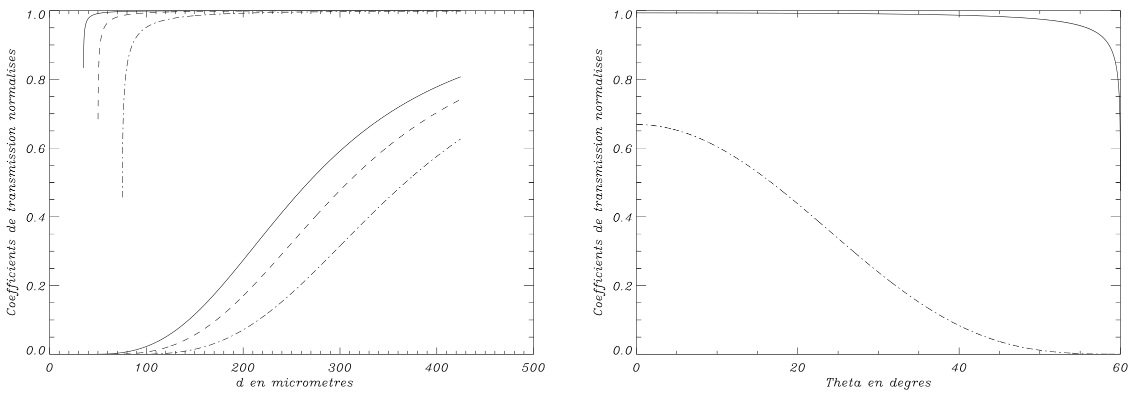

Figure 12: *Graphe de gauche* : Coefficients de transmission de la composante x (graphes supérieurs) et y (graphes inférieurs) pour différents diamètres a de fils, en fonction de l'espacement entre les fils d. Les diamètres sont : 35 (trait plein), 50 (tirés) et 75μm (trait interrompu). *Graphe de droite* : Coefficients de transmission τ_x (trait plein) et $100 \times \tau_y$ (trait interrompu) du champ électrique en fonction de θ pour $d = 100\mu$m et $a = 50\mu$m.

La longueur d'onde correspondant aux 353 GHz des bolomètres est de 849.27μm. L'équation (39) est valable jusqu'à un rapport d'environ $\lambda/d < 2$. Nous étudierons donc la transmission des grilles pour des valeurs de d allant jusqu' à 450μm. La figure 12a présente les coefficients de transmission en fonction de d pour différents diamètres de fils. On en conclut que le diamètre des fils n'est pas une contrainte théorique puisqu'il est possible pour chacun de déterminer une distance d qui satisfasse nos exigences. Le choix doit donc se faire sur des critères technologiques tels que la résistance du cadre à la tension des fils[16]. Ces considérations nous ont amenés à choisir des fils de Cu98/Be2 de diamètre $a = 50\mu$m, espacés de $d = 100\mu$m.

Afin d'éviter des problèmes de réchauffement des bolomètres suite à des reflexions d'onde dans le cryostat, lors de la calibration au sol, les polariseurs seront inclinés par rapport à la source. Il nous faut donc étudier l'influence de l'angle d'incidence de la lumière sur l'efficacité des grilles. Pour cela, nous avons tracé l'évolution des coefficients de transmission en fonction de θ (cf. Fig. 12b). On constate que la composante transmise n'est quasiment pas affectée et que la composante éteinte n'est que mieux atténuée. La polarisation n'en est donc que meilleure et l'on peut ainsi en conclure que la disposition des polariseurs lors des calibrations ne sera pas contrainte par l'incidence du rayonnement.

4.1.2 Calibration des polariseurs

La partie précédente proposait une détermination théorique des polariseurs nécessaires aux calibrations au sol. Il nous faut à présent calibrer ces grilles elles–mêmes, avant de les utiliser, mais pour cela, nous ne disposons justement pas de polariseurs connus... Il nous faut donc trouver un moyen de calibrer des polariseurs inconnus à partir d'eux mêmes.

Dans le cas général, l'inter–calibration de polariseurs inconnus nécessite trois d'entre eux et requiert de nombreuses manipulations de démontage de l'instrument [45], ce qui s'avère délicat. En effet, supposons que nous ayons deux polariseurs $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$ inconnus *a priori* . La source utilisé pour la calibration étant non polarisée, le vecteur de Stokes de son rayonnement se réduit à $(I, 0, 0, 0)$, et donc d'après (22), seule la composante M_{00} de la matrice de Mueller du système global de ces deux polariseurs intervient dans la mesure de l'intensité transmise, qui est alors égale à :

$$I_2 = (YX + yx \cos 2\alpha)I \tag{40}$$

[16] Pour des fils de cet odre de diamètres, la correspondance tension/diamètre est d'environ 1μm$\to$1g. Pour un polariseur de $\simeq$10cm avec des fils espacés d'environ 100μm, on arrive donc à des contraintes globales sur le cadre de plusieurs dizaines de kg.

d (μm)	$\tau_{\parallel}$	$\tau_{\perp}$	X	x
90	0.991	0.0032	0.491045	0.491035
100	0.993	0.0066	0.493046	0.493003
110	0.995	0.0119	0.495083	0.49494

Table 1: Coefficients théoriques des matrices de Mueller de grilles telles que $a = 50\mu m$ et dont d varie de $\pm 10\%$ autour de la valeur nominale de $100\mu m$.

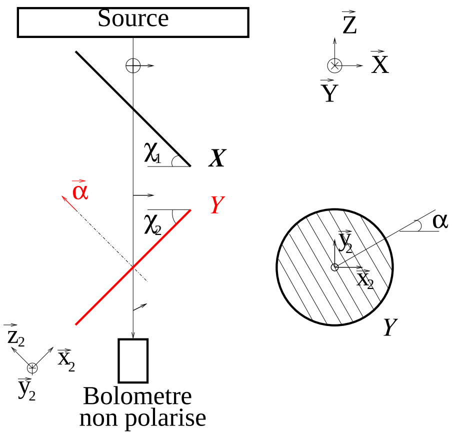

Figure 13: Schéma de calibration des grilles. La source peut être une source thermique faite à partir d'un bain d'Hélium liquide.

où α est l'angle entre les directions principales des polariseurs, et X, x, Y, y sont respectivement les coefficients K, k de (22) pour $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$. Expérimentalement, on ne pourra déterminer précisément que les intensités maximales et minimales transmises, ce qui ne fournit pas assez d'équations pour caractériser les grilles.

Le procédé de fabrication des grilles construites à l'ISN, permet de s'affranchir de cette contrainte, car celles–ci sont faites par paires identiques un métier à tisser. Si l'on reprend l'équation (39), en supposant un écart de $\pm 10\%$ à la valeur nominale[17], on voit que les coefficients de transmission ne sont pas affectés (cf. Tableau 1).

On peut donc affirmer que nos deux polariseurs $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$ ont la même matrice, et donc l'équation (40) se réduit à :

$$I_2 = (X^2 + x^2 \cos 2\alpha) I \tag{41}$$

En faisant tourner l'un des deux, on fait varier α et on mesure $I_{2_{min}}$ et $I_{2_{max}}$, qui permettent de déterminer :

$$X = \left[\frac{I_{2_{max}} + I_{2_{min}}}{2I}\right]^{1/2} \qquad x = \left[\frac{I_{2_{max}} - I_{2_{min}}}{2I}\right]^{1/2} \qquad \xi = \left[\frac{X^2 - x^2}{2}\right]^{1/2} \tag{42}$$

Un schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 13.

4.2 Calibration des bolomètres

Une fois les grilles calibrées, celles–ci peuvent être utilisées pour calibrer les bolomètres équipés de leurs polariseurs de vol. Le dispositif expérimental de la figure 13 peut être repris, le polariseur $\mathcal{A}$ associé au

[17] L'incertitude techonologique est inférieure à 5 % ; en prenant 10 % on majore donc celle–ci et on pallie également à d'autres éventuels effets, tels qu'une irrégularité de tension ou un défaut du fil.

bolomètre prenant le rôle de $\mathcal{Y}$. On tourne cette fois–ci $\mathcal{X}$ devant l'instrument, on mesure $I_{2_{min}}$ et $I_{2_{max}}$ et on en déduit les paramètres A, a, ξ_a de la matrice de l'instrument :

$$A = \frac{1}{X^2 + x^2} \frac{I_{max} + I_{min}}{I} \qquad a = \frac{1}{X^2 + x^2} \frac{I_{max} - I_{min}}{I} \qquad \xi_a = \left[\frac{A^2 - a^2}{2} \right]^{1/2} \tag{43}$$

Conclusion

Le vol d'ARCHEOPS à Kiruna apportera donc une contrainte sévère sur les paramètres cosmologiques, et fournira de plus, les premiers tests en vol des détecteurs qui seront utilisés pour la détermination de la polarisation du CMB par ARCHEOPS en 2002 et par PLANCK Surveyor en 2007, au moyen de la mesure de la polarisation de l'émission de la poussière interstellaire. Cette mesure est par ailleurs en elle–même très intéressante, car elle apportera des informations précieuses sur l'importance de ce signal de fond galactique, encore mal connu.

A Harmoniques sphériques spinées

Cette présentation suit de près celle de J. N. Goldberg *et al.* [46], basée sur les travaux de E. Newman & R. Penrose [47], bien que les conventions de signe soient différentes pour être en accord avec les publications précédentes sur la polarisation.

Exprimée dans le repère sphérique usuel (r,θ,ϕ), dont la base associée est notée $(\widehat{n},\widehat{e}_1,\widehat{e}_2)$ une fonction ${}_sf(\theta,\phi)$ est dite de spin s si lors d'une rotation directe de $(\widehat{e}_1,\widehat{e}_2)$ d'un angle ψ, elle subit la transformation suivante :

$$ {}_sf'(\theta,\phi) = e^{-is\psi}\,{}_sf(\theta,\phi) \tag{44} $$

Par exemple, pour un vecteur arbitraire $\vec{a}$ de la sphère, les quantités $\vec{a}\cdot\widehat{e}_1 + i\vec{a}\cdot\widehat{e}_2$, $\vec{n}\cdot\vec{a}$ et $\vec{a}\cdot\widehat{e}_1 - i\vec{a}\cdot\widehat{e}_2$ sont de spin 1,0 et -1 respectivement.

Les harmoniques sphériques usuelles Y_{lm} ne sont pas adaptées au développement des fonctions de spin non nul. Il existe un ensemble analogue de fonction plus commode pour cela, qui est celui des *harmoniques sphériques spinées* ${}_sY_{lm}$. Ces fonctions vérifient les mêmes relations d'orthogonalité et de complétude que les harmoniques sphériques classiques (de spin nul). Elles possèdent comme propriété supplémentaire que l'on peut leur associer des opérateurs de création et d'annihilation de spin $\eth$ et $\bar{\eth}$ tels que :

$$ \begin{aligned} (\eth_s f)' &= e^{-i(s+1)\psi}\,\eth\,{}_sf \\ (\bar{\eth}_s f)' &= e^{-i(s-1)\psi}\,\bar{\eth}\,{}_sf \end{aligned} $$

Ces fonctions vérifient entre elles les relations suivantes en particulier :

$$ \begin{aligned} {}_sY^*_{lm} &= (-1)^s\,{}_sY_{l-m} \\ \eth_s Y_{lm} &= [(l-s)(l+s+1)]^{1/2}\,{}_{s+1}Y_{lm} \\ \bar{\eth}_s Y_{lm} &= -[(l+s)(l-s+1)]^{1/2}\,{}_{s-1}Y_{lm} \\ \bar{\eth}\,\eth_s Y_{lm} &= -(l-s)(l+s+1)\,{}_sY_{lm} \end{aligned} \tag{45} $$

L'expression explicite de ces fonctions est enfin :

$$ \begin{aligned} {}_sY_{lm}(\widehat{n}) &= e^{im\phi}\left[\frac{(l+m)!(l-m)!}{(l+s)!(l-s)!}\frac{2l+1}{4\pi}\right]^{1/2}\sin^{2l}(\theta/2) \\ &\quad\times\sum_r \binom{l-s}{r}\binom{l+s}{r+s-m}(-1)^{l-r-s+m}\cot^{2r+s-m}(\theta/2) \end{aligned} $$

B Coefficients de transmission d'un polariseur à grille

Les coefficients de transmission des grilles de fils définies dans le paragraphe 4.1.1 sont donnés par [44]:

$$ \tau_{x,y} = \frac{4nZ^2_{x,y}}{(1+n)^2Z^2_{x,y}+1} \tag{46} $$

où:

$$ \begin{aligned} Z_x &= 1/W_x & W_x &= 4F(\alpha_x) \\ Z_y &= W_y & W_y &= F(\alpha_y) \end{aligned} $$

$$ F(\alpha_{x,y}) = \left(\frac{d\cos\theta}{\lambda}\right)\times \\ \left[\ln(1/\cos\alpha) + \frac{1}{2}\frac{(1-\beta^2)^2(1-1/4\beta^2)(A_+ + A_-)+4\beta^2A_+A_-}{(1-1/4\beta^2)+\beta^2(1+1/2\beta^2-1/8\beta^4)(A_+ + A_- + 2\beta^6A_+A_-)}\right] \tag{47} $$

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \pi a/2d\cos\theta \\ \alpha_y &= \pi(d-a)/2d\cos\theta \\ \beta &= \sin\alpha_{x,y}\end{aligned} \tag{48}$$

et :

$$A_\pm = \left[1 \pm \frac{2d\sin\theta}{\lambda} - \left(\frac{d\cos\theta}{\lambda}\right)^2\right]^{-1/2} - 1 \tag{49}$$

C Paramètres de Stokes et perturbations de la métrique

C.1 Paramètres de Stokes

Le calcul de U est ici plus simple dans le formalisme de Jones. La lumière incidente est représentée, relativement à (x_1, y_1) par le vecteur

$$V = \begin{pmatrix} E_{x_1} e^{-i\phi/2} \\ E_{y_1} e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \tag{50}$$

Dans le système $(x_i, y_i)_{(i=2,3)}$, dont l'axe x_i fait un angle α_i avec x_1, celui–ci devient :

$$\begin{pmatrix} E_{x_i} e^{-i\varphi_i/2} \\ E_{y_i} e^{i\varphi_i/2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha_i & \sin\alpha_i \\ -\sin\alpha_i & \cos\alpha_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x_1} e^{-i\phi/2} \\ E_{y_1} e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \tag{51}$$

Et donc :

$$\begin{aligned} I_{x_i} &= \left(E_{x_i} e^{-i\varphi_i/2}, 0\right)^\dagger \left(E_{x_1} e^{-i\varphi_i/2}, 0\right) \\ I_{y_i} &= \left(0, E_{y_i} e^{i\varphi_i/2}\right)^\dagger \left(0, E_{y_1} e^{i\varphi_i/2}\right) \end{aligned}$$

D'où :

$$U = 2E_{x_1}E_{y_1}\cos\phi = \frac{2}{\sqrt{3}}(I_{x_2} - I_{y_3} \tag{52}$$

C.2 Perturbation scalaire de la métrique

Pour des modes de perturbations scalaires, les seules composantes non nulles du tenseur métrique perturbé sont les termes diagonaux h_{11}, h_{22}, h_{33}, h_{00} étant nul dans ce choix de jauge. Ainsi, le terme y devient :

$$y = (1 - 3\mu^2)\dot{h}_{33} - (1 - \mu^2)\dot{h} \tag{53}$$

Avec $\mu = \cos\theta$, θ étant l'angle d'incidence du photon sur le diffuseur. Après intégration sur l'angle azimuthal ϕ, l'équation de transfert (29) devient [27] :

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} i \\ q \end{pmatrix} + \frac{ik\mu}{a}\begin{pmatrix} i \\ q \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} y \\ 0 \end{pmatrix} = \sigma_T n_e \left(\int_{-1}^{-1} M_S(\mu,\mu')\begin{pmatrix} i' \\ q' \end{pmatrix} d\mu' - \begin{pmatrix} i + 4\mu v_b \\ q \end{pmatrix}\right) \tag{54}$$

où μ' est l'angle de la direction de diffusion du photon émis et M_S la matrice :

$$M_S(\mu,\mu') = \frac{3}{16}\begin{pmatrix} 3 - \mu'^2 - \mu^2 + 3\mu^2\mu'^2 & 1 - \mu'^2 - 3\mu^2(1-\mu'^2) \\ 1 - 3\mu'^2 - \mu^2 + 3\mu^2\mu'^2 & 3 - 3\mu'^2 - 3\mu^2(1-\mu'^2) \end{pmatrix} \tag{55}$$

Le développement des paramètres de (54) suivant la base des polynomes de Legendre conduit à :

$$\begin{aligned} i &= \sum_l \left(c_{2l}(t)P_{2l}(\mu) + i\, c_{2l+1}P_{2l+1}(\mu)\right) \\ q &= \sum_l \left(\eta_{2l}(t)P_{2l}(\mu) + i\, \eta_{2l+1}P_{2l+1}(\mu)\right) \end{aligned}$$

d'où l'on tire le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{ik\mu}{a} i - y_S &= \sigma_T n_e \left[c_0 - 4\mu v_b - i + P_2(\mu)\frac{1}{2}(c_2/5 - \eta_0 + \eta_2/5)\right] \\ \frac{\partial i}{\partial q} + \frac{ik\mu}{a} q &= \sigma_T n_e \left[-q + \frac{1}{2}(1 - P_2(\mu))(-c_2/5 + \eta_0 - \eta_2/5)\right] \end{aligned}$$

Ces équations sont couplées par le terme quadrupôlaire P_2, et donc le rayonnement incident doit avoir une anisotropie quadrupôlaire pour être polarisé.

C.3 Perturbation tensorielle de la métrique

Les seules composantes non nulles du tenseur métrique perturbé sont cette fois–ci $h_{11} = h_{22} = h_+$ et $h_{12} = h_{21} = h_\times$, h_+ et $h_\times$ se référant aux deux états de polarisation des ondes gravitationnelles. L'équation (29) devient alors [28] :

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} i \\ q \\ u \end{pmatrix} + \frac{ik\mu}{a}\begin{pmatrix} i \\ q \\ u \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \sigma_T n_e \left(\int_{-1}^{-1} M_T(\mu, \phi; \mu', \phi') \begin{pmatrix} i' \\ q' \\ u' \end{pmatrix} \frac{d\Omega'}{4\pi} - \begin{pmatrix} i \\ q \\ u \end{pmatrix}\right) \tag{56}$$

avec $y = -\dot{h}_+(1-\mu^2)\cos(2\phi) + \dot{h}_\times(1-\mu^2)\sin 2\phi$ et

$$M_T = \frac{3}{8}\begin{pmatrix} K_-(\mu)K_-(\mu')\cos\Delta_\phi & -K_-(\mu)K_+(\mu')\cos\Delta_\phi & -2\mu' K_-(\mu)\sin\Delta_\phi \\ K_+(\mu)K_-(\mu')\cos\Delta_\phi & -K_+(\mu)K_+(\mu')\cos\Delta_\phi & 2\mu' K_+(\mu)\sin\Delta_\phi \\ \mu K_-(\mu')\sin\Delta_\phi & -\mu K_+(\mu')\sin\Delta_\phi & 2\mu\mu'\cos\Delta_\phi \end{pmatrix} \tag{57}$$

où $K_\pm = 1 \pm \mu^2$ et $\Delta_\phi = 2(\phi' - \phi)$. En posant

$$\begin{aligned} I(\mu,\phi) &= \tilde{I}_+(\mu)(1-\mu^2)\cos 2\phi + \tilde{I}_\times(\mu)(1-\mu^2)\sin 2\phi \\ Q(\mu,\phi) &= \tilde{Q}_+(\mu)(1+\mu^2)\cos 2\phi + \tilde{Q}_\times(\mu)(1+\mu^2)\sin 2\phi \\ U(\mu,\phi) &= -\tilde{U}_+ 2\mu\sin 2\phi + \tilde{U}_\times 2\mu\cos 2\phi \end{aligned}$$

il vient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{i}}_\epsilon + \frac{ik\mu}{a}\tilde{i}_\epsilon - 2\dot{h}_\epsilon &= -\sigma_T n_e(\tilde{i}_\epsilon + \Psi) \\ \dot{\tilde{q}}_\epsilon + \frac{ik\mu}{a}\tilde{q}_\epsilon &= -\sigma_T n_e(\tilde{q}_\epsilon - \Psi) \\ \tilde{q}_\epsilon + \tilde{u}_\epsilon &= 0 \end{aligned}$$

avec

$$\Psi = \frac{3}{5}\tilde{\eta}_{\epsilon,0} + \frac{6}{35}\tilde{\eta}_{\epsilon,2} + \frac{1}{210}\tilde{\eta}_{\epsilon,4} - \frac{1}{10}\tilde{c}_{\epsilon,0} + \frac{1}{35}\tilde{c}_{\epsilon,2} - \frac{1}{210}\tilde{c}_{\epsilon,4} \tag{58}$$

ϵ désignant l'un des deux états $+$ ou $\times$ de polarisation de l'onde gravitationnelle.

D Photo des polariseurs construits à l'ISN

References

[1] R. A. Alpher, R. C. Herman, Phys. Rev., 75:1089, (1949).

[2] G. Gamow, Phys. Rev.,70:572, (1946).

[3] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, Ap. J., 142:419, (1965).

[4] A. A. Penzias, R. Wilson, Ap. J., **142**, 419, (1965).

[5] D. J. Fixsen et al., Ap. J. 473:576, (1996).

[6] R. K. Sachs & A. M. Wolfe, Ap. J. , **147**, 73, (1967).

[7] R. A. Sunyaev & Ya. B. Zel'Dovich, Astro. Space Sci.,**7**, 3, (1970).

[8] R. A. Sunyaev & Ya. B. Zel'Dovich, Comm. Astro. Space Phys., **4**, 73, (1972).

[9] A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.,**1**, 142, (1917).

[10] H. P. Robertson, Proc. Nat. Acad. Sci.,**15**, 822, (1929).

[11] A. G. Walker, Proc. Lond. Math. Soc. (2), **42**, 90, (1935).

[12] E. F . Bunn, *The Cosmic Microwave Background*, NATO ASI Series, Mathematical and Physical Sciences, Vol. **502**, 135–183, (1997).

[13] W. Hu, *Wandering in the Background : A Cosmic Background Explorer*, PhD Thesis, Physics Department, U. C. Berkeley (ftp ://pac2.berkeley.edu/pub/hu/thesis), (1995).

[14] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley, (1975).

[15] L. Landau & E. Lifchitz,Vol. **IV**, § 88, Ed. Mir, Moscou.

[16] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer* (New–York : Dover, 1960), ch. 1.

[17] O. Klein & Y. Nishina, Z. Physik, **52**, 853, (1929).

[18] A. Kosowsky, rapport astro–ph/9501045.

[19] N. Ponthieu, F. Naraghi, G. Perrin, D. Santos, *Polarization Description and Ideas for Stokes Parameters Measurement*, Internal Note, magique.iap.fr /Pub/Data/Archeops/Document/Note/Polarisation, (May 15, 2000).

[20] R. C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems Part I*, J. Opt. Soc. Am., **31**, 488–493 (1941).

[21] R. C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems Part II*, J. Opt. Soc. Am., **31**, 500–503 (1941).

[22] R. C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems Part II*, J. Opt. Soc. Am., **32**, 486–493 (1942).

[23] H. Mueller, J. Opt. Soc. Am., **38**, 661, (1948).

[24] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara,*Ellipsometry and polarized light*, North–Holland, Amsterdam, (1987).

[25] P. J. E. Peebles & J. T. Yu, Ap. J., **162**, 815.

[26] P. J. E. Peebles, *The large Scale Structure of the Universe*, (1980).

[27] J. R. Bond & G. Efstathiou, Ap. J., **285**, L45.

[28] A. G. Polnarev, Sov. Atr., **29**, 607.

[29] M. Zaldarriaga, U. Seljak, Phys. Rev. D, **55**, 1830, (1997).

[30] M. Kamionkowski, A. Kosowsky, A. Stebbins, Phys. Rev. D 55, **12**, 7368, (1997).

[31] F. Boulanger *et al.*, A & A, **312**,256, (1996).

[32] W. A. Hiltner, Science, **109**, 165.

[33] J. S. Hall, Science, **109**, 166.

[34] R. H. Hildebrand & M. Dragovan, Ap. J., **450**, 663, (1995).

[35] B. T. Draine & H. M. Lee, Ap. J., **285**, 89, (1984).

[36] R. W. Leach, D. P. Clemens, B. D. Kane, R. Barvainis, AP. J., **370**, 257, (1991).

[37] D. A. Schleuning, C. D. Dowell, S. R. Platt, *Polarimetry of the Interstellar Medium*, ASP Conf. Ser. 97, ed. Roberge & Whittet (ASP : New York), p. 285, (1996).

[38] P. C. Myers & A. A. Goodman, Ap. J., **373**, 509, (1991).

[39] A. A. Goodman, P. Bastien, F. Menard et P. C. Myers, Ap. J., **359**, 353, (1990).

[40] F. R. Bouchet, S. Prunet, S. K. Sethi, astro–ph/9803158.

[41] CMBFAST, http://www.sns.ias.edu/ matiasz/CMBFAST/cmbfast.html

[42] N. Ponthieu, F. Naraghi, G. Perrin, D. Santos, *Wire Grid Polarizers for millimetric Wavelength*, Internal Note, magique.iap.fr /Pub/Data/Archeops/Document/Note/Polarisation, (May 15, 2000).

[43] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook*, McGraw–Hill, New York, p. 218, (1951).

[44] P. K. Cheo and C. D. Bass, *Efficient Wire Grid Duplexer Polarizer for CO_2 lasers*, Appl. Phys. Lett., vol. **18**, num. 12, pp. 565–567, (1971).

[45] J. Kaplan, *Ideas for ground Calibration of the Instrument*, Internal Note, magique.iap.fr /Pub/Data/Archeops/Document/Note/Polarisation, (March 22, 2000).

[46] J. N. Goldberg *et al.*, J. Math. Phys. (N. Y), **8**, 2155, (1967).

[47] E. Newman, R. Penrose, J. Math. Phys. (N. Y), **7**, 863, (1966).