



HAL
open science

Observations millimétriques de l'émission continue intégrée du plan galactique

François Pajot

► **To cite this version:**

François Pajot. Observations millimétriques de l'émission continue intégrée du plan galactique. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1983. Français. NNT : . tel-00675766

HAL Id: tel-00675766

<https://theses.hal.science/tel-00675766v1>

Submitted on 1 Mar 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE
DE
DOCTORAT DE TROISIÈME CYCLE

présentée à
l'Université Paris VII

par

François PAJOT

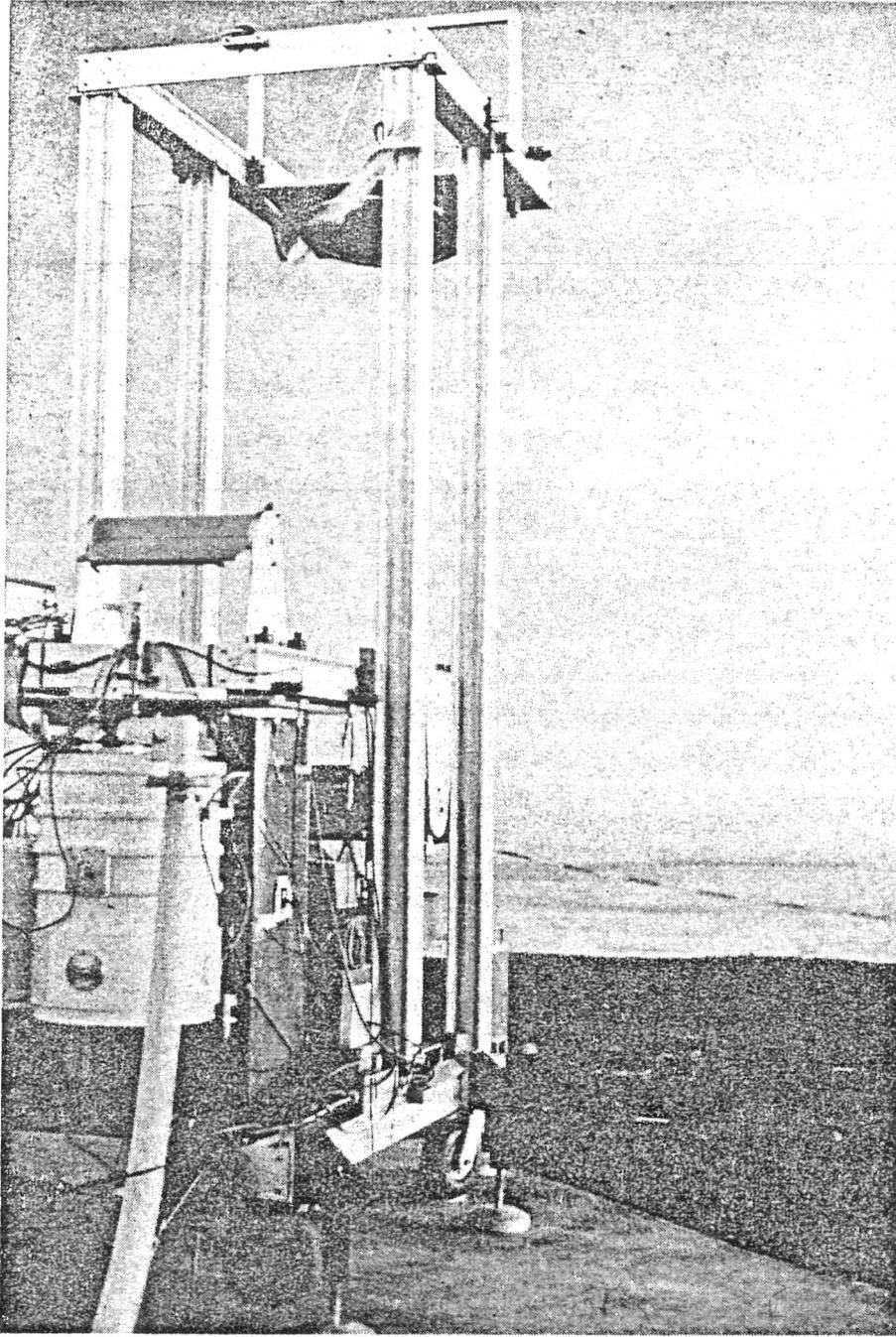
pour obtenir le grade de
Docteur de Troisième Cycle

Sujet :

Observations millimétriques
de l'émission continue intégrée
du plan galactique

Soutenue le 26 septembre 1983 devant le Jury composé de :

MM. P. LENA Président
J. LEQUEUX
J.L. PUGET
R. GISPERT



L'expérience EMILIE au sommet du MAUNA KEA
Hawaii, Novembre 1982

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire pendant la période 1981-1982. Que M. R.M. BONNET, alors Directeur du Laboratoire, trouve ici le témoignage de ma profonde gratitude pour m'y avoir accueilli et m'avoir ainsi permis de participer à l'ensemble de l'expérience EMILIE.

Ma reconnaissance s'adresse tout particulièrement à M. R. GISPERT pour l'aide et les conseils efficaces qu'il m'a apportés lors de la réalisation de ce travail. Sa grande disponibilité, malgré ses autres occupations, et son dynamisme, ont été pour moi un soutien très sûr.

Je tiens également à remercier M. J.L. PUGET qui a assuré la direction scientifique de ma recherche, essentiellement sous ses aspects théoriques.

Je remercie vivement M. P. LENA pour l'honneur qu'il m'a fait de présider ce Jury de Thèse. Je suis très sensible à la participation de M. J. LEQUEUX, qui a accepté de juger ce mémoire.

A M. J.M. LAMARRE, pour sa contribution à l'étude des problèmes atmosphériques et photométriques, j'adresse tous mes remerciements.

Que tous les membres de l'équipe scientifique et technique de l'expérience EMILIE, sans lesquels cette étude n'aurait pu être menée à bien, trouvent ici l'expression de ma plus vive sympathie.

Je voudrais enfin assurer de mes remerciements Mme G. BARGOT, Mlle I. WALTER et Mme M.T. PEYROUX pour leur contribution efficace à la réalisation matérielle de ce mémoire.

INTRODUCTION	7
---------------------	---

PREMIERE PARTIE : PRINCIPE DES MESURES SUBMILLIMETRIQUES

I. ORIGINES DE L'EXPERIENCE EMILIE	9
II. PRINCIPE DES MESURES SUBMILLIMETRIQUES	11
I.1. Contraintes	
I.2. Méthodes d'observation	

DEUXIEME PARTIE : DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE EMILIE

I. DESCRIPTION GENERALE	17
II. OPTIQUE ET POINTAGE	19
III. LE PHOTOMETRE SUBMILLIMETRIQUE	21
IV. VISUALISATION DES DONNEES EN TEMPS REEL	26
V. GESTION INFORMATIQUE DE L'EXPERIENCE	27
V.1. Objectifs	
V.2. Moyens	
V.3. Réalisation	

TROISIEME PARTIE : LA CAMPAGNE D'OBSERVATION

I. PREPARATION SCIENTIFIQUE ET LOGISTIQUE DE LA MISSION	33
I.1. Chronologie de l'intégration	
I.2. Choix du site	
I.3. Plan d'observation	
I.4. Matériel	
I.5. Equipe scientifique et technique	

II.	DEROULEMENT DE LA CAMPAGNE	38
II.1.	Installation du matériel	
II.2.	Conditions météorologiques	
II.3.	Réglage et optimisation des bruits	
II.4.	Observations	

QUATRIEME PARTIE: TRAITEMENT DES DONNEES

I.	MISE EN FORME DE LA BASE DE DONNEES	47
I.1.	Choix du calculateur	
I.2.	Première version des données	
I.3.	Deuxième version des données	
II.	CALIBRATIONS DE L'EXPERIENCE	49
II.1.	Calibration absolue des brillances	
II.2.	Détermination de la transmission atmosphérique	
II.3.	Détermination de la bande photométrique efficace	
II.4.	Lobe instrumental	
II.5.	Température de brillance de la Lune	
II.6.	Température de brillance de Jupiter	
III.	STRUCTURE DE L'EMISSION ATMOSPHERIQUE	72
III.1.	Raisons de cette étude	
III.2.	Structure spatiale et temporelle de l'atmosphère	
III.3.	Analyse dimensionnelle	
III.4.	Conséquence pour le traitement des données	
IV.	TRAITEMENT DU SIGNAL	83
IV.1.	Principe de l'extraction	
IV.2.	Mesures obtenues avec l'expérience EMILIE	

**CINQUIEME PARTIE : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES POUSSIÈRES
INTERSTELLAIRES**

I.	SPECTRE DE L'EMISSION CONTINUE DU DIFFUS GALACTIQUE	92
I.1.	Objectifs de l'étude	
I.2.	Propriétés d'absorption et d'émission des grains	
I.3.	Spectres des régions étudiées	
I.4.	Discussion de nos mesures	
II.	REPARTITION EN TEMPERATURE DU NOMBRE DE GRAINS	104
II.1.	Méthode d'inversion des spectres	
II.2.	Discussion de nos résultats	
	CONCLUSION	109
	ANNEXE 1	111
	ANNEXE 2	119
	BIBLIOGRAPHIE	124

I N T R O D U C T I O N

Le travail présenté ici décrit notre participation continue au développement de l'expérience EMILIE dans ses multiples aspects, depuis la conception initiale jusqu'à l'interprétation astrophysique des résultats obtenus. Cette expérience a permis la première détection à grand champ du disque galactique entre $l_{II} = 0^\circ$ et $l_{II} = 30^\circ$ et de certains complexes moléculaires dans le domaine submillimétrique, lors d'une campagne à Hawaï en Novembre 1982. Ces mesures sont représentatives de l'émission des poussières froides ($T \leq 20$ K), dont l'émission se situe au-delà de $150 \mu\text{m}$.

Nous rappellerons tout d'abord les techniques utilisées pour les observations submillimétriques, et parmi elles, celles qui ont été retenues pour l'expérience EMILIE (Première Partie).

Nous procéderons ensuite à une description du montage expérimental, conçu en fonction des impératifs techniques cités. En particulier, nous verrons comment les diverses tâches à assurer ont été prises en charge par un microprocesseur à l'aide d'un logiciel approprié (Deuxième Partie).

L'intégration de l'expérience, la préparation de la campagne et son déroulement seront retracés, permettant ainsi de comprendre les choix des stratégies d'observation arrêtés au vu des résultats obtenus en temps réel (Troisième Partie).

Puis nous traiterons du dépouillement des données, suivi du traitement du signal. Un étalonnage absolu cohérent avec les mesures existant pour la Lune et Jupiter dans des domaines voisins de longueur d'onde, et une étude des perturbations dues à l'atmosphère permettent le calcul des flux pour diverses régions : profil partiel en longitude et profil en latitude du plan galactique, Orion (Quatrième Partie).

Enfin, à l'aide de ces résultats, nous compléterons dans divers complexes les spectres d'émission infrarouge, dont l'inversion fournira les profils de répartition en température des poussières interstellaires (Cinquième Partie).

P R E M I E R E P A R T I E

P R I N C I P E D E S M E S U R E S S U B M I L L I M E T R I Q U E S

I. ORIGINES DE L'EXPERIENCE EMILIE

Les mesures nécessaires à l'étude de la structure à grande échelle du plan galactique aux longueurs d'onde submillimétriques et millimétriques sont caractérisées par :

- leur champ, de l'ordre du demi-degré, permettant de détecter des extensions de l'échelle du degré (ordre de grandeur de l'épaisseur apparente du plan galactique),
- leur sensibilité, qui doit être suffisante pour détecter des flux $\lambda I(\lambda)$ attendus entre 10^{-9} et 10^{-7} W m⁻² sr⁻¹.

Or, jusqu'à présent, nous ne disposons que de mesures obtenues avec un champ de l'ordre de la minute d'arc, à partir du sol au travers des fenêtres atmosphériques (ROBSON et al., 1978 ; WHITCOMB et al., 1980), ou bien de plusieurs degrés, par des expériences en ballon, essentiellement conçues pour la détection des inhomogénéités du rayonnement du corps noir cosmologique à 3 K (FABBRI et al., 1979 ; OWENS et al., 1979 ; WOODY and RICHARDS, 1981).

Le besoin d'un nouvel instrument a conduit un groupe formé de : R. GISPERT, J.M. LAMARRE, R. PEYTURAUX, J.L. PUGET, et G. SERRA et à créer une expérience spécifique, EMILIE. L'existence du photomètre submillimétrique développé par le L.P.S.P. pour le télescope de 3.60 mètres C.F.H. avec le soutien de l'I.N.A.G. permettait, moyennant une adaptation optique, de mettre en oeuvre cette expérience.

L'étendue géométrique du faisceau du photomètre ($S\Omega$) et le champ θ fixent le diamètre d du miroir primaire du télescope :

$$d = \frac{4}{\pi} \left(\frac{S\Omega}{\theta^2} \right)^{1/2} \approx 50 \text{ cm pour } (S\Omega) = 0.14 \text{ cm}^2 \text{ sr et } \theta = 30'.$$

La tache de diffraction résultante a pour dimension angulaire $1.22 \lambda/d$ soit $8'$ à $\lambda = 1$ mm de longueur d'onde, valeur inférieure au champ voulu. Alors, pour un filtre passe-bande de largeur $\Delta\lambda$ typiquement égale au tiers de la longueur d'onde et

une transmission totale T dans cette bande (instrument et atmosphère), la puissance reçue par le détecteur vaut :

$$P = T \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\pi \Theta^2}{4} \lambda I(\lambda).$$

Pour les valeurs $\lambda I(\lambda)$ attendues et $T = 20\%$:

$$3 \cdot 10^{-14} \text{ W} < P < 3 \cdot 10^{-12} \text{ W}.$$

Le photomètre submillimétrique utilisant des bolomètres composites développés au L.P.S.P. de faible NEP (inférieure à $2 \cdot 10^{-14} \text{ W Hz}^{-1/2}$) convenait donc parfaitement pour effectuer de telles mesures avec un temps d'intégration par point raisonnable (de la seconde à la minute).

Il fut décidé de mener cette expérience à partir du sol, en ayant néanmoins conscience des incertitudes relatives aux perturbations des mesures par les fluctuations de l'émission atmosphérique, mal connues pour ce type d'observations. Ce choix présentait les avantages d'une mise en oeuvre rapide et d'un budget modéré.

II. PRINCIPE DES MESURES SUBMILLIMETRIQUES

II.1. CONTRAINTES

Deux types de contraintes sont imposées aux mesures en astronomie infrarouge et submillimétrique :

- les contraintes liées à l'atmosphère,
- les contraintes liées aux détecteurs utilisés.

Les premières sont dues à l'émission de l'atmosphère, $E(\vec{u}, t)$ (\vec{u} est un vecteur unitaire caractérisant la direction sur le ciel et t , le temps) et à sa transmission, $T(\vec{u}, t)$. Le flux qui arrive au sol vaut alors :

$$S(\vec{u}, t) = I(\vec{u}) T(\vec{u}, t) + E(\vec{u}, t)$$

où $I(\vec{u})$ est le signal astronomique. L'émission $E(\vec{u}, t)$ correspond à des températures de brillance typiques de 100 K (bande à $\lambda \approx 1$ mm, référencée F8 en Deuxième Partie, III) et des rapports flux astronomique/flux atmosphérique fréquemment de l'ordre de 10^{-4} .

L'émission et la transmission varient fortement avec l'élévation e puisque la masse d'air traversée peut être exprimée par :

$$m_{\text{air}} = m_{\text{zen}} / \sin e$$

où m_{zen} est la masse d'air au zénith, pour une atmosphère de structure plan-parallèle. L'erreur commise par cette approximation est inférieure à 5% dès que e est supérieure à 20° , pour une échelle de hauteur de la masse volumique de l'air égale à 7 km.

La dépendance de E et T avec l'élévation constitue le premier aspect de la contrainte atmosphérique, et les méthodes d'observation doivent s'en affranchir en priorité. Le deuxième aspect concerne les fluctuations spatiales et temporelles de E et

T, dont les effets sont généralement éliminés par un traitement du signal approprié ou par la méthode d'observation elle-même.

Le deuxième type de contraintes provient du bruit intrinsèque des détecteurs et de la chaîne de détection, qui croît aux basses fréquences. Dans ce domaine, ce bruit est généralement proportionnel à l'inverse de la fréquence. Pratiquement, les détecteurs ne commencent à avoir de bonnes performances qu'à partir de 10 Hz environ.

II.2. METHODES D'OBSERVATION

Les méthodes d'observation employées découlent des contraintes précédentes. En ce qui concerne l'émission et la transmission atmosphériques, seules leurs variations avec l'élévation sont abordées ici. Leurs variations temporelles sont traitées en Quatrième Partie, III.

II.2.1. Les balayages à élévation constante

Des balayages à élévation constante permettent de s'affranchir de cette variation de l'émission atmosphérique. Les dimensions des objets observés fixent la longueur des balayages, de quelques dizaines de minutes d'arc à une dizaine de degrés. Les cartes existant dans des domaines de longueurs d'onde proches aident à centrer les balayages sur les objets, de façon à ce que les flux aux extrémités puissent être négligés devant le flux de ces objets. Une première estimation du flux de l'objet est alors obtenue par soustraction d'un fond variant linéairement entre ces deux points extrémaux.

Toutefois, l'inconvénient majeur de cette procédure est la limitation du temps d'intégration à cause du défilement des sources dû à la rotation terrestre : pour un champ de 1/2 degré et des balayages de 5 degrés effectués à 5 degrés/seconde, le temps maximum passé sur une source peut être limité à 12 s par point (source en $\delta = 0^\circ$, observée depuis l'équateur).

II.2.2. La modulation en deux points sur le ciel

Un miroir oscillant sur le trajet optique permet de pointer alternativement deux points du ciel séparés de quelques minutes d'arc, avec une fréquence supérieure à 10 Hz. Compte tenu des limites de dynamique, seule la différence des signaux S aux points \vec{u} et $\vec{u} + \Delta\vec{u}$ est accessible et mesurée à l'aide d'une détection synchrone (Figure 1). Elle est reliée au signal astronomique I par :

$$\Delta S(\vec{u}, \Delta\vec{u}) = I(\vec{u}) T(\vec{u}) - I(\vec{u} + \Delta\vec{u}) T(\vec{u} + \Delta\vec{u}) + E(\vec{u}) - E(\vec{u} + \Delta\vec{u}).$$

Le rapport $I(\vec{u})/E(\vec{u})$ étant de l'ordre de 10^{-4} , les effets dus à la variation de la transmission atmosphérique T entre \vec{u} et $\vec{u} + \Delta\vec{u}$ sont généralement négligeables devant ceux dus à la variation de l'émission atmosphérique E, qui elle-même peut être développée au premier ordre. Alors :

$$\Delta S(\vec{u}, \Delta\vec{u}) = (I(\vec{u}) - I(\vec{u} + \Delta\vec{u})) T(\vec{u}) + \left(\frac{dE}{d\vec{u}} \right)_{\vec{u}} \cdot \Delta\vec{u} \quad (1)$$

Des mesures de type ON-OFF (deux séries de mesures en $(\vec{u}, \Delta\vec{u})$ et en $(\vec{u} - \Delta\vec{u}, \Delta\vec{u})$, la source étant en \vec{u} et aucune source n'étant supposée émettre en $\vec{u} - \Delta\vec{u}$ et $\vec{u} + \Delta\vec{u}$), ou des balayages suffisamment courts pour supposer $(dE/d\vec{u})$ constant, permettent de déduire, soit des flux issus de sources ponctuelles, soit des cartes, à l'aide de l'équation (1).

Des observations à élévation constante simplifient la procédure précédente, puisqu'on s'affranchit alors des variations de E avec l'élévation.

II.2.3. La modulation par balayages rapides à élévation constante

Pour ce type de modulation utilisée avec succès lors des expériences AGLAE dans l'infrarouge lointain, le passage des sources dans le faisceau d'observation se fait à des fréquences suffisamment élevées pour le bolomètre. Pour les objets de l'ordre du degré, la vitesse de balayage requise est d'environ 10°s^{-1} . Le signal est enregistré après passage au

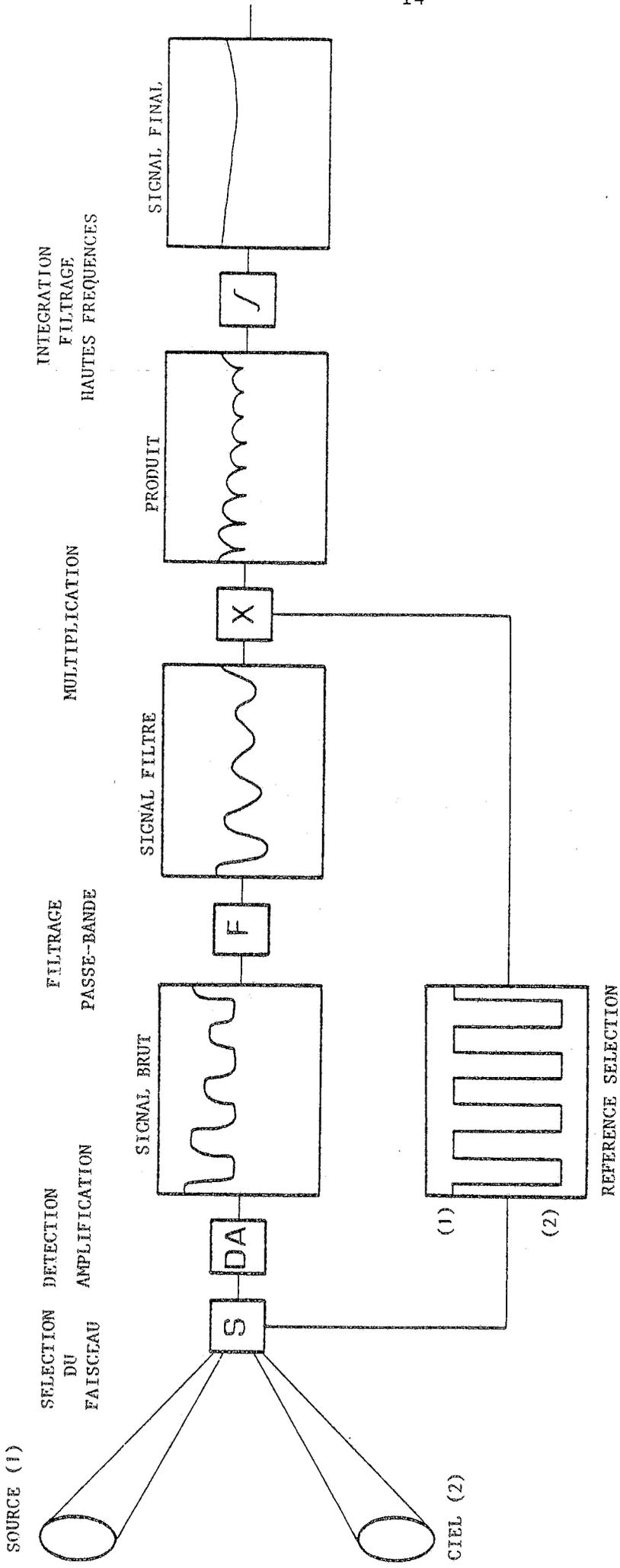


FIGURE 1 - Principe de la détection synchrone

travers de l'électronique associée au détecteur, qui peut être approximée au premier ordre par un circuit différentiateur. Plus généralement, le signal mesuré $M(t)$ est relié au signal d'entrée $S(t)$ par la convolution :

$$M(t) = F(t) * S(t)$$

où $F(t)$ est la réponse impulsionnelle de la chaîne électronique.

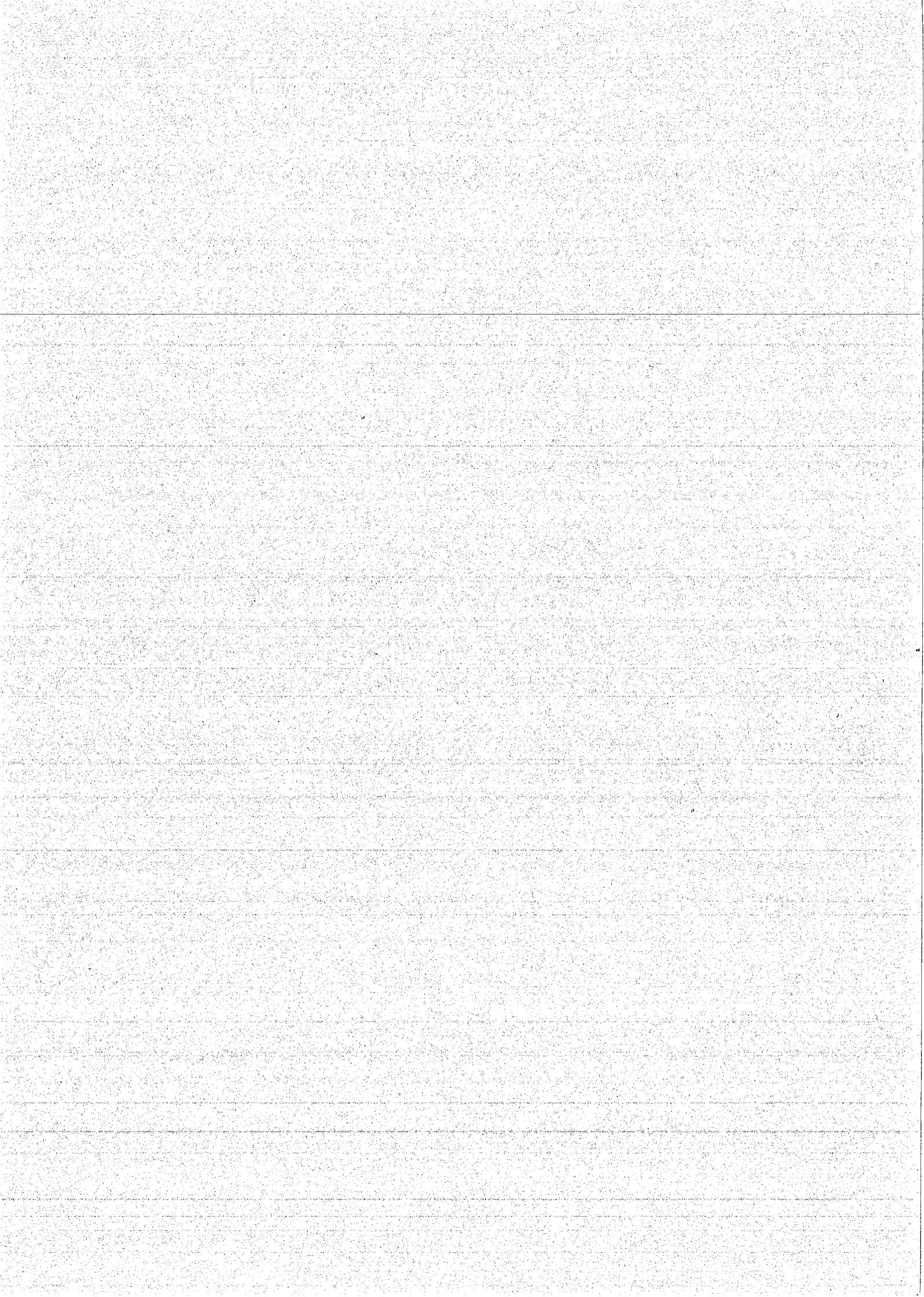
Ce signal d'entrée est obtenu après mesure de $F(t)$ par déconvolution, par l'intermédiaire de l'espace de Fourier par exemple (CAUX, 1982).

Cette modulation est simple de mise en oeuvre et nécessite une électronique de détection limitée à l'amplification et au filtrage.

II.2.4. La modulation par référence sur le ciel

Ce type nouveau de modulation inédit à notre connaissance résulte d'observations préliminaires effectuées lors de l'intégration de l'expérience EMILIE. L'utilisation d'un dispositif de modulation rapide, entre le faisceau issu de l'objet à observer et un autre faisceau, de grande ouverture (5 à 10 degrés) provenant du ciel, à même élévation, permet d'obtenir le signal vrai après traitement par une détection synchrone en temps réel. Le détecteur travaille ainsi à la fréquence constante de la modulation. Des balayages à élévation constante sont alors effectués, leur vitesse étant un paramètre libre. Il ne faut pas toutefois que cette vitesse soit trop élevée, de manière à ce que les variations temporelles du signal gardent des fréquences très inférieures à la fréquence de modulation. D'autre part, le grand champ du faisceau de référence assure vraisemblablement la stabilité à court ou moyen terme de son flux, malgré le défilement du ciel et des formations atmosphériques.

Ces deux derniers types de modulation étaient prévus pour les observations.



D E U X I E M E P A R T I E

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE EMILIE

I. DESCRIPTION GENERALE

L'expérience peut être décomposée en quatre systèmes (Figure 2) :

- l'optique, la mécanique et l'électronique de pointage,
- le système de visualisation des données en temps réel,
- le système informatique de gestion de l'expérience et de stockage des données bâti autour d'un microprocesseur,
- l'ensemble de détection constitué autour du photomètre submillimétrique développé par le L.P.S.P..

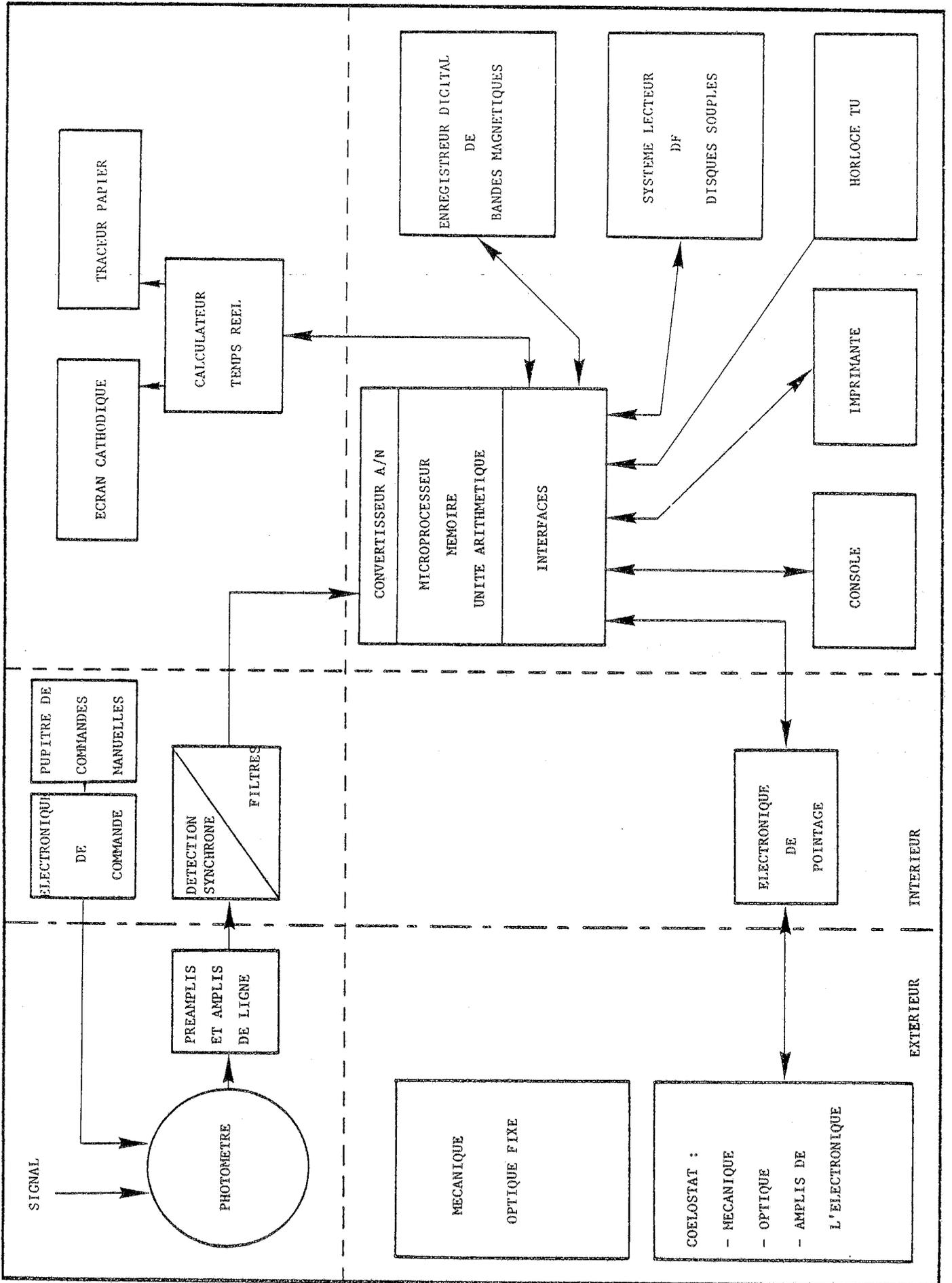


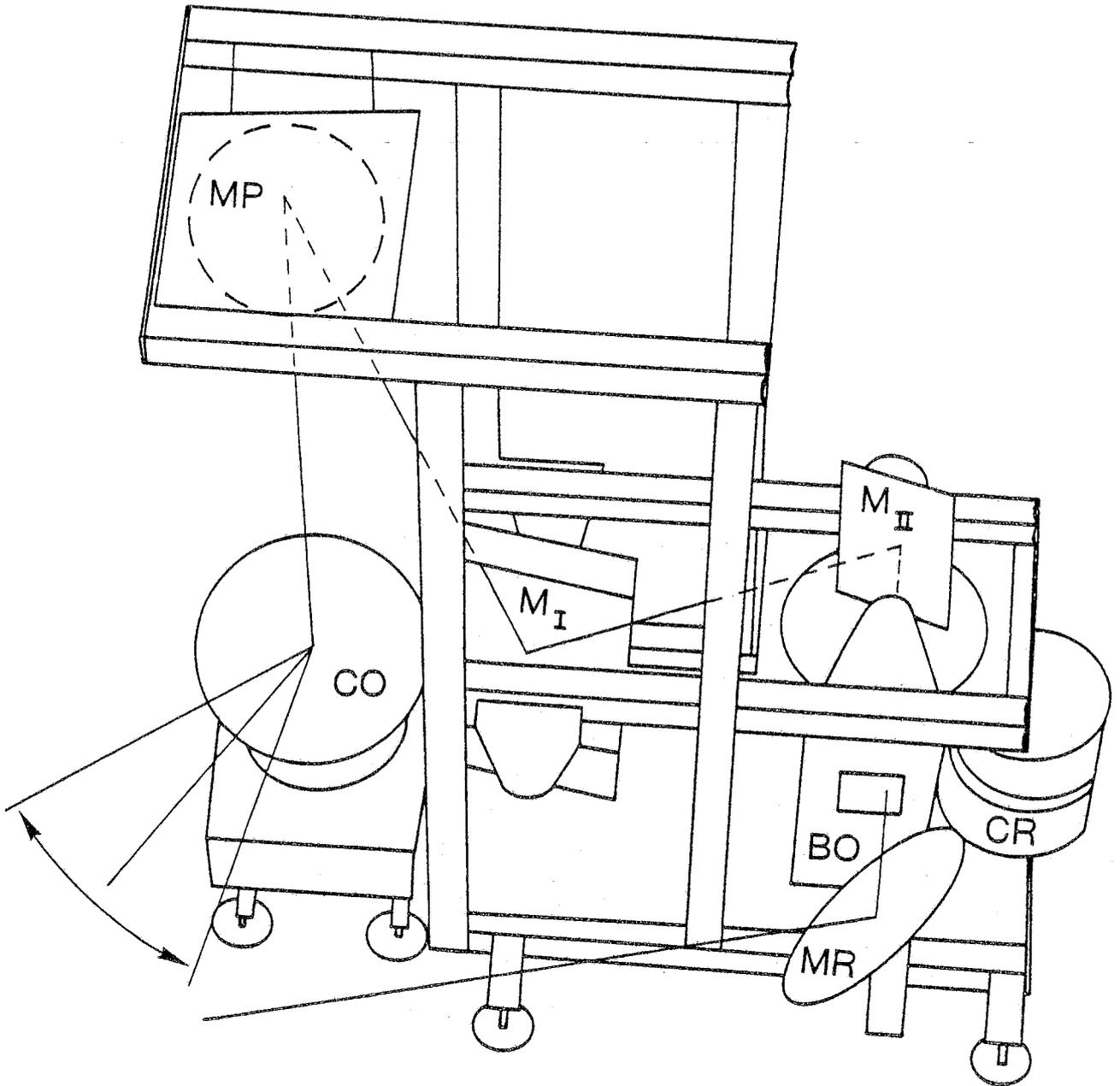
FIGURE 2 - Schéma de l'expérience

II. OPTIQUE ET POINTAGE

La focale du miroir primaire est fixée par son diamètre et par les caractéristiques du photomètre (ouverture du faisceau F/8). Le diamètre du primaire étant fixé à 45 cm, une distance focale de 4 m assure une bonne adaptation.

Il était impossible de faire balayer le ciel à 10° s^{-1} par un tel ensemble. Un coelostat, miroir plan fixé sur une monture azimutale, a donc été placé devant le primaire pour assurer le pointage et les balayages. L'alignement du coelostat, indépendant du reste de la structure pour éviter la propagation des vibrations, est obtenu lorsque son axe de rotation est vertical et passe par le centre du primaire, et que le rayon lumineux ainsi défini arrive au centre de l'image du bolomètre au foyer du primaire. La Figure 3 donne le trajet optique suivi jusqu'à l'entrée du photomètre. La géométrie du système fixe les limites du pointage à $\pm 90^\circ$ de l'axe en azimut, et à 70° en élévation. L'ensemble mécanique comprenant le primaire et le photomètre est monté sur roulettes escamotables pour permettre d'observer pratiquement toutes les régions du ciel en orientant l'expérience.

Les commandes du coelostat, envoyées sous forme numérique en binaire par le microprocesseur ou manuellement, comprennent l'élévation, et les bornes inférieure et supérieure du balayage en azimut.



- | | |
|--------------------------------|--------------------|
| CO | Coelostat |
| MP | Primaire |
| M _I M _{II} | Miroirs plans |
| MR | Miroir référence |
| BO | Boîtier photomètre |
| CR | Cryostat |

FIGURE 3 - Ensemble optique EMILIE

III. LE PHOTOMETRE SUBMILLIMETRIQUE

Trois bolomètres composites de grande surface (CORON, 1976) développés par l'équipe détecteurs infrarouge du L.P.S.P. (N. CORON, J. LEBLANC, G. DAMBIER) ayant des collecteurs de lumière comme optique de champ, sont placés dans un cryostat à double cuve d'hélium 4 (refroidissement à 1 K par pompage) étudié et réalisé par G. GUYOT, J.P. MOALIC à partir d'un brevet C.N.R.S.-A.N.V.A.R.-L.P.S.P. (DAMBIER, 1977). Un jeu de filtres refroidis (passe-bas) définit les domaines spectraux associés à ces bolomètres. Seul le grand bolomètre (voie grandes longueurs d'onde, $625 \mu\text{m} < \lambda < 2800 \mu\text{m}$) et dans une moindre mesure le bolomètre moyen ($330 \mu\text{m} < \lambda < 1700 \mu\text{m}$) ont été utilisés par l'expérience EMILIE. Une roue porte les filtres non refroidis commutables (passe-bande) définissant les bandes photométriques d'observation au travers des fenêtres atmosphériques (Figures 4 et 5) :

-	Grand bolomètre - filtre F1	$\approx 10 \text{ cm}^{-1}$
-	" " - filtre F2	$\approx 13 \text{ cm}^{-1}$
-	" " - filtre F8	$\approx 11 \text{ cm}^{-1}$
-	Bolomètre moyen - filtre F4	$\approx 21 \text{ cm}^{-1}$

L'optique extérieure au cryostat forme l'image des bolomètres au foyer nominal du primaire. Sur le trajet optique, un miroir oscillant conjugué du primaire effectue si nécessaire une modulation en deux points (extensible à 3 points). Sur les trajets de chacun des deux faisceaux ainsi définis, un miroir de renvoi escamotable peut s'interposer pour envoyer sur le détecteur le flux issu d'un corps noir chaud étendu ($>$ température atmosphérique) de température ajustable pour chacune des voies, développé par R. PEYTURAUX, J.M. LAMARRE, R. VITRY et J.C. RENAULT. Ce dispositif permet la calibration interne et absolue des mesures astronomiques. De plus, ce corps noir différentiel est amovible et un miroir plan réglable situé dans le prolongement des faisceaux permet, pour l'expérience EMILIE,

TRANSMISSION

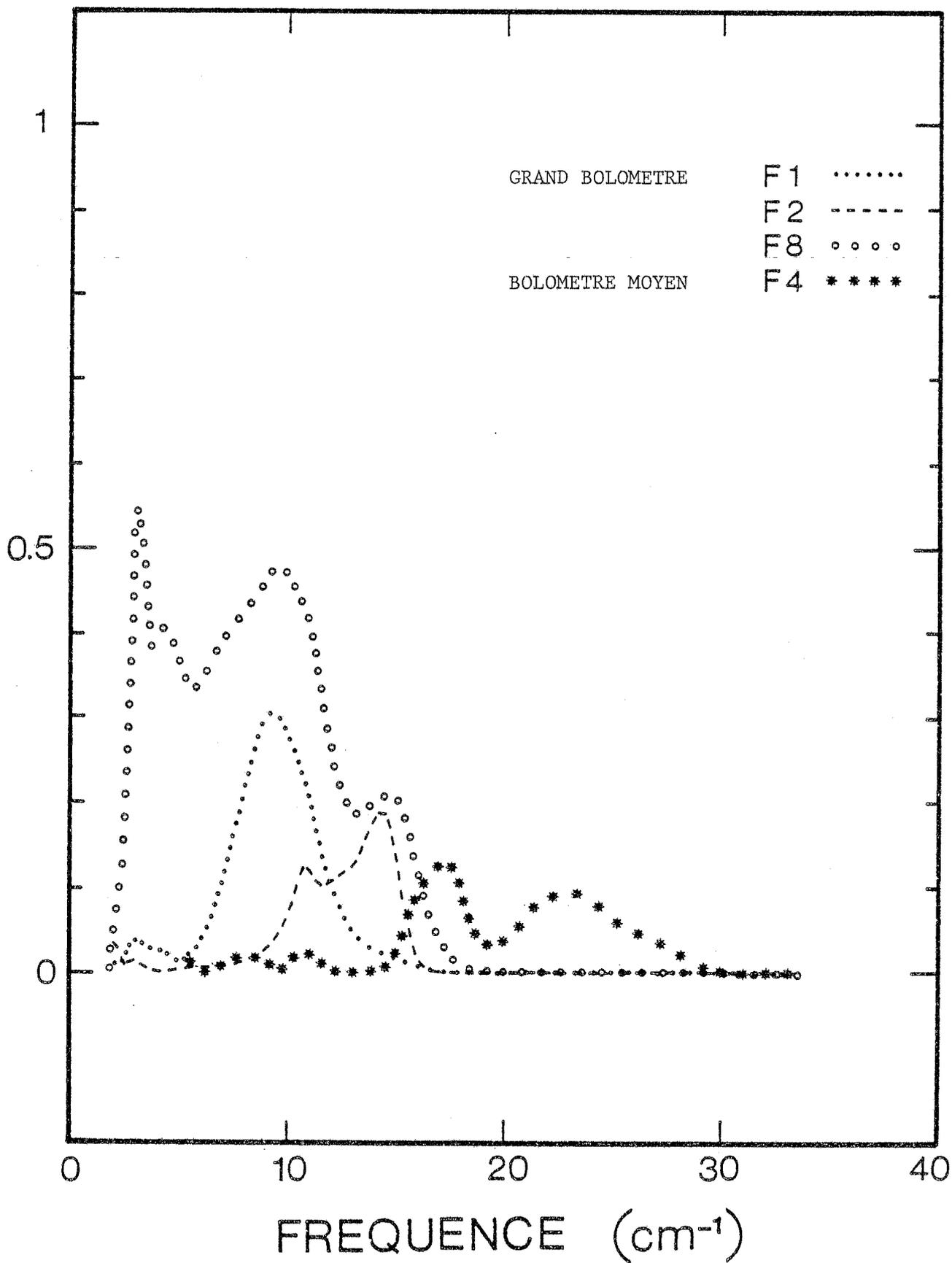


FIGURE 4 - Bandes passantes des combinaisons
(filtre chaud - filtre froid - bolomètre)
utilisés lors de la campagne EMILIE

TRANSMISSION

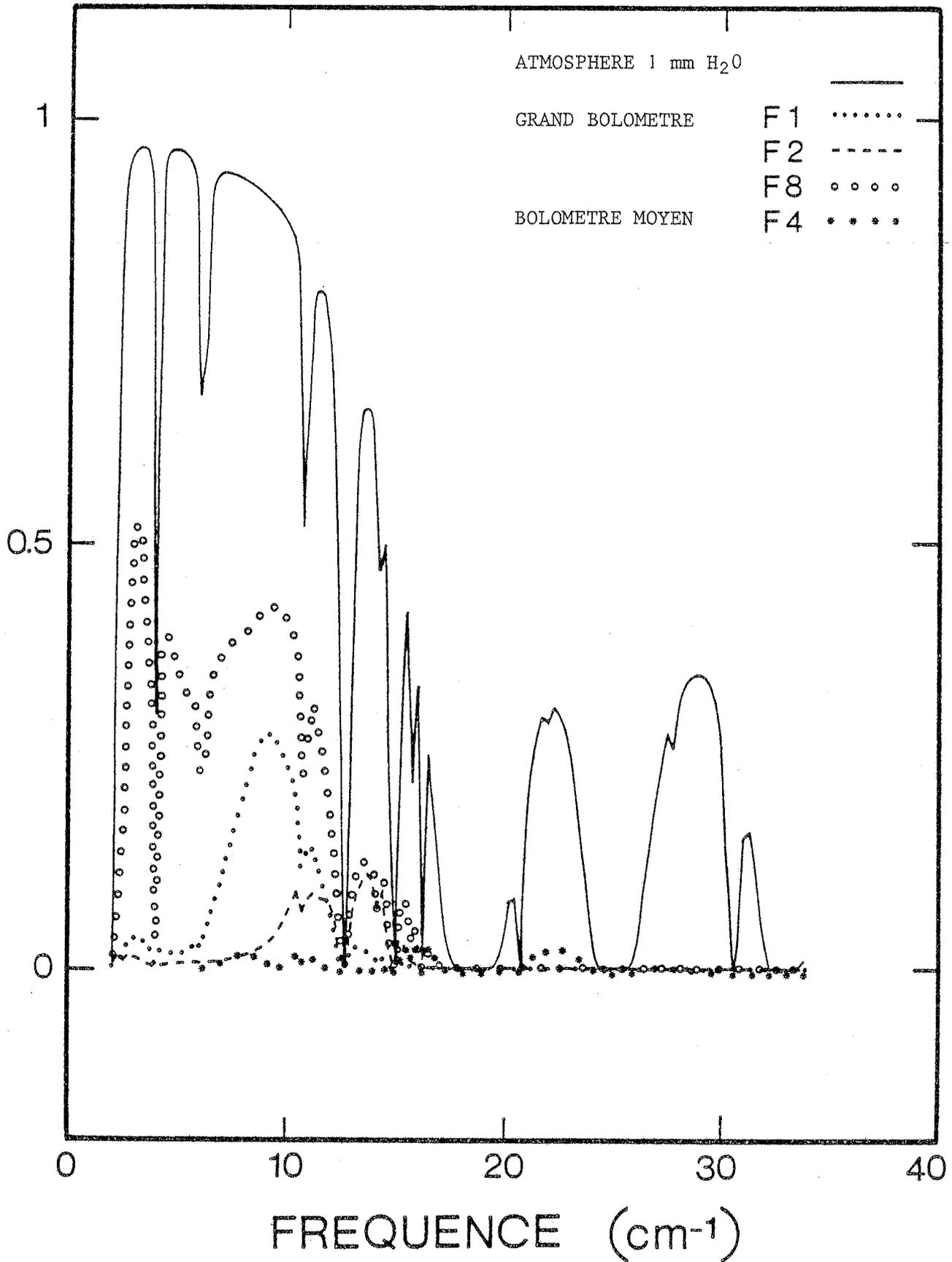
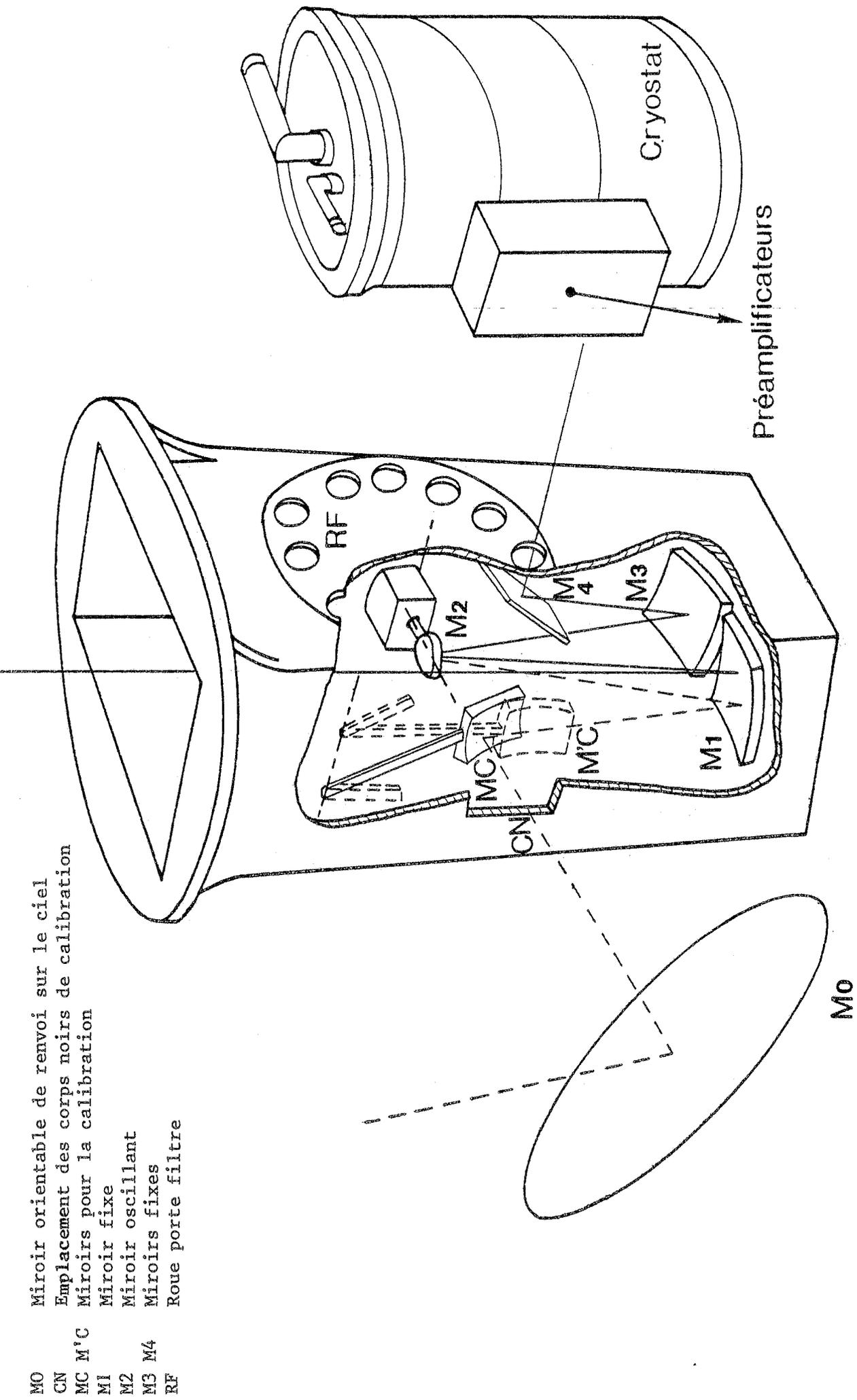


FIGURE 5 - Bandes photométriques définies par les combinaisons (filtre chaud - filtre froid - bolomètre) et l'atmosphère (modélisée)

d'envoyer sur le détecteur le flux issu du ciel à l'élévation voulue. Ce dispositif permet l'utilisation du mode référencé sur le ciel lorsqu'un seul des miroirs escamotables est en position (Figure 6).

Le signal électrique issu des bolomètres est préamplifié immédiatement en sortie du cryostat. L'amplification, le filtrage (en mode modulation par balayages rapides non référencée) ou la détection synchrone (en mode modulation par référence sur le ciel) sont assurés depuis le lieu où se trouve l'électronique de gestion. Cependant, toutes les commandes associées au photomètre sont manuelles et ne sont pas contrôlées par le microprocesseur de gestion.



- MO Miroir orientable de renvoi sur le ciel
- CN Emplacement des corps noirs de calibration
- MC M'C Miroirs pour la calibration
- M1 Miroir fixe
- M2 Miroir oscillant
- M3 M4 Miroirs fixes
- RF Roue porte filtre

FIGURE 6 - Photomètre submillimétrique

IV. VISUALISATION DES DONNEES EN TEMPS REEL

Conçu autour d'un microprocesseur propre, ce système visualise sur un écran cathodique les cumuls successifs des balayages aller-retour effectués sur une même source astronomique, et envoie ce cumul sur un traceur papier lorsque le nombre de balayages désirés est atteint. La dynamique variable du système permet d'ajuster ce nombre total dans une large gamme. Le signal est servi par le microprocesseur de gestion sous forme digitale.

V. GESTION INFORMATIQUE DE L'EXPERIENCE

V.1. OBJECTIFS

Un ordinateur est indispensable pour assurer la prise en charge :

- du calcul des commandes à envoyer vers le coelostat,
- de la visualisation de l'état des paramètres d'observation comme la vitesse et l'amplitude du balayage, le temps universel, le temps sidéral local,
- des utilitaires de gestion des supports de stockage magnétiques et de vérification,
- du prélèvement du signal lors des périodes d'observation, de son stockage sur support magnétique et de l'envoi de sa valeur vers le système de visualisation en temps réel,
- du dialogue avec l'utilisateur.

V.2. MOYENS

Compte tenu des coûts et des développements (C. MAUREL, C. POUPON) déjà effectués au L.P.S.P., un processeur SBC 80/20, utilisant un microprocesseur 8 bits 8080 d'INTEL, constitue le coeur du système de pilotage de l'expérience. A cette carte sont ajoutés :

- des extensions de mémoire morte (ROM) et de mémoire vive (RAM), d'où au total 24 Koctets de ROM et 36 Koctets de RAM,
- un processeur arithmétique pour les opérations entre nombres flottants,
- un convertisseur analogique/numérique,
- les cartes d'entrées/sorties nécessaires.

Les périphériques de gestion sont composés d'une console, d'une imprimante, d'un double lecteur de disquettes souples, d'un dérouleur de bande digital neuf pistes pour le stockage des données et d'une horloge digitale.

Cependant, comme pour tout ordinateur, c'est le logiciel associé qui détermine les fonctions possibles. Une conception évolutive de ce logiciel permet son adaptation aux problèmes et aux besoins rencontrés à toutes les étapes de l'expérience (intégration, mission d'observation).

Sa réalisation par des membres de l'équipe scientifique fut la garantie d'atteindre ces objectifs. Cette tâche a constitué l'essentiel de la participation de ce présent travail à la préparation de l'expérience.

Pour des raisons de rapidité d'exécution, de facilité des dialogues d'entrées-sorties et d'encombrement de la mémoire, la programmation a été effectuée en assembleur. Le code a été écrit à l'aide du macro-assembleur symbolique du système de développement conçu pour le microprocesseur utilisé. Ceci a impliqué l'apprentissage du langage ainsi que des principales caractéristiques logiques voire électroniques des composants constituant les cartes (microprocesseurs, gestionnaire d'interruption, gestionnaire des entrées-sorties, ...). Cette approche a permis de faire les choix nécessaires lors de la programmation pour pouvoir assurer les objectifs fixés. L'aide apportée par R. GISPERT pendant la phase d'acquisition des connaissances et également une grande partie de la période de l'écriture du logiciel a créé des conditions très favorables à l'exécution de cette tâche.

V.3. REALISATION

V.3.1. Calcul des commandes pour le coelostat

Le calcul est effectué avant le lancement de l'observation, de manière à prévoir les éventuelles sorties de la source de la fenêtre de visibilité. Le temps de calcul reste inférieur à 1/30

de la durée d'observation prévue grâce à l'optimisation des calculs nécessaires (Annexe 1) : le nombre de fonctions trigonométriques a été réduit au maximum, leur emploi étant très coûteux en temps. Par exemple, le processeur arithmétique utilisé prend environ 75 μ s pour une multiplication entre nombres flottants, contre 3400 μ s pour calculer un arc sinus.

La gestion d'un catalogue d'objets à observer permet de minimiser les entrées de coordonnées dans le calculateur. Un journal de l'expérience est automatiquement généré lors de ces préparations.

V.3.2. Paramètres

La gestion de l'ensemble des paramètres liés aux préparations d'observations ou au déroulement des observations lui-même est prise en charge par le calculateur. Le risque d'erreur a été réduit par des tests systématiques des valeurs proposées à chaque modification. De plus, la saisie des paramètres affichés en permanence est faite à l'endroit même de l'écran où ils sont affichés. Il a fallu pour cela étudier complètement les modes de fonctionnement de la console utilisée. Cet effort de simplification a facilité l'apprentissage de l'utilisation du logiciel pour les divers membres de l'équipe.

V.3.3. Gestion des supports magnétiques

L'enregistreur digital de bandes magnétiques ayant eu des problèmes de fonctionnement plus ou moins aléatoires avant la mission, un système lecteur-enregistreur de disques souples a été ajouté, dupliquant ainsi toutes les fonctions de stockage. Il a fallu pour cela adapter un système existant au laboratoire développé par C. MAUREL. Celui-ci utilisant un autre processeur SBC 80/20, un dialogue entre processeurs a dû être conçu. D'autre part, des utilitaires de copie d'un support sur l'autre, et de relecture des enregistrements permettent une bonne souplesse d'utilisation de ces périphériques.

V.3.4. Conduite des observations

Un grand nombre d'opérations sont à réaliser pendant les observations. Elles peuvent être réparties en deux catégories :

- l'envoi des commandes au coelostat en temps voulu,
- la lecture des codeurs angulaires, la numérisation du signal, le stockage de celui-ci, et l'envoi des échantillons numérisés au système de visualisation, avec une fréquence fixée de 10 à 100 Hz suivant le mode d'observation.

Le découplage temporel de ces deux catégories d'opérations a été réalisé par un mode de fonctionnement par interruption : le programme principal effectue l'envoi des commandes en comparant l'horaire de celles-ci et l'horaire réel, et en suivant une boucle sur cette section du programme. Indépendamment, un composant, le gestionnaire d'interruption, interrompt le microprocesseur dans ce programme principal à chaque fois qu'un générateur périodique (horloge programmée à la fréquence voulue) lui envoie une impulsion. Le microprocesseur exécute alors un sous-programme déterminé puis reprend le déroulement du programme principal.

Ce sous-programme effectue la deuxième catégorie d'opérations. Compte tenu du nombre variable de signaux prélevés (un maximum de 8 canaux est prévu) et des caractéristiques propres à chaque canal (numéro, gain, visualisation ou non), le code des instructions de ce sous-programme est réécrit dynamiquement en mémoire vive par le programme principal au début de chaque nouvelle observation. La durée de son exécution est ainsi minimisée.

V.3.5. Dialogue avec l'utilisateur

Le dialogue est facilité par l'utilisation de touches préprogrammées dans plusieurs niveaux. Un sous-programme récursif, dont la liste d'appel est constituée du texte du menu et des adresses des fonctions à réaliser, a été employé à cet effet.

Ce sous-programme assure l'affichage du menu des commandes disponibles, des paramètres, actualisés toutes les deux secondes et l'appel des fonctions. Certaines des fonctions peuvent appeler ce sous-programme avec un nouveau menu (passage du premier au deuxième niveau) ou au contraire retourner au niveau précédent.

V.3.6. Conclusion

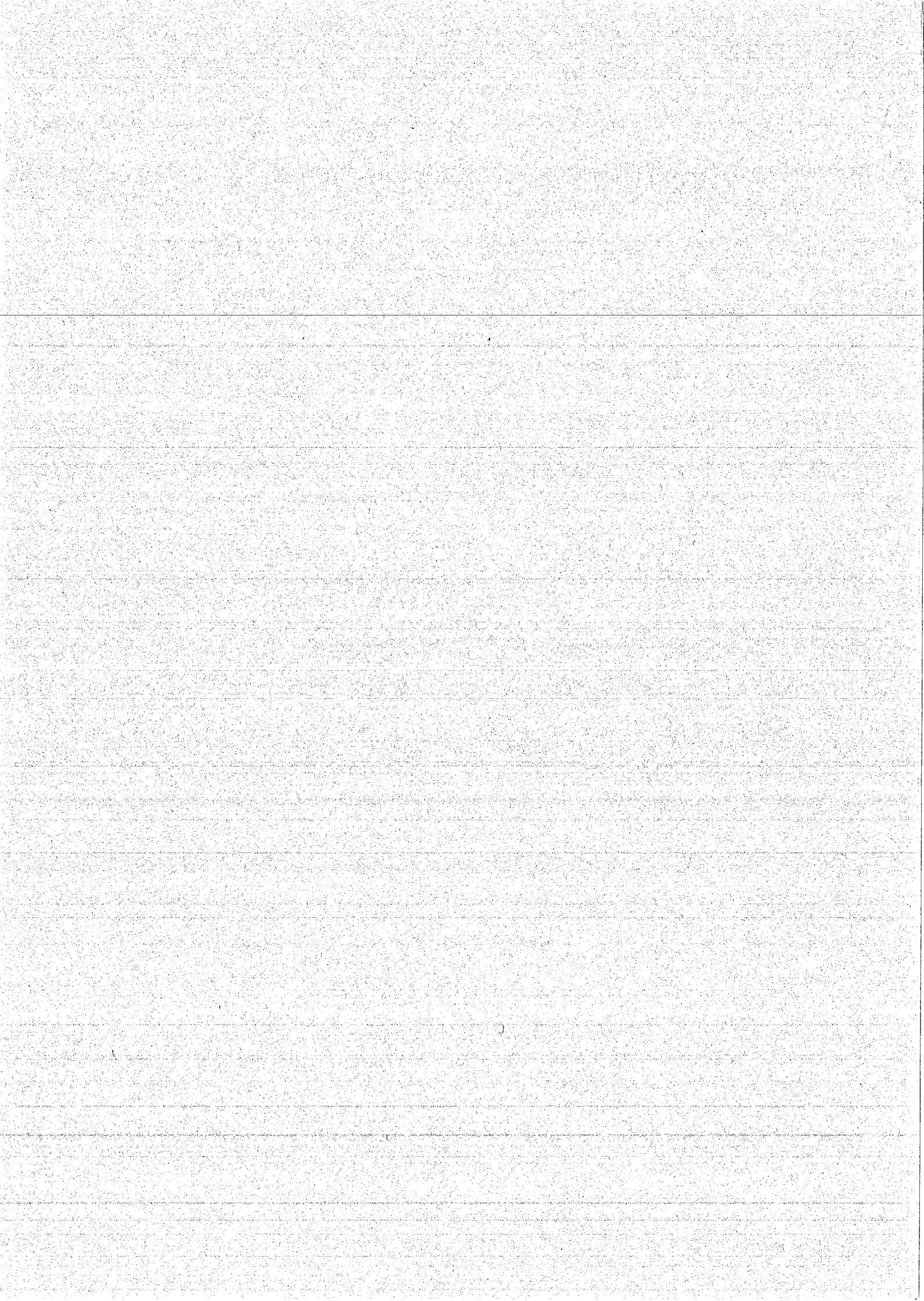
Chaque fonction a été développée sous forme de module indépendant, mais utilisant une bibliothèque commune de sous-programmes de base.

Cette méthode de programmation a permis la création de fonctions supplémentaires, le traitement et l'affichage de nouveaux paramètres, au fur et à mesure des besoins rencontrés lors du développement de l'expérience. Par exemple, pendant la mission d'observation :

- une fonction "bruit" calculant la moyenne et la dispersion quadratique du signal lors d'une période de temps fixée a été définie en vue de permettre l'optimisation des bruits dus à la chaîne de détection,
- l'humidité relative, la température extérieure, la vitesse du vent ont pu être affichées à partir de tensions proportionnelles à ces grandeurs délivrées par l'équipement météorologique résidant sur le lieu de l'expérience.

Une description détaillée de l'ensemble des fonctions disponibles est portée en Annexe 2.

La maîtrise complète du logiciel a été pour nous une assurance de pouvoir mener au mieux cette expérience d'un type tout à fait nouveau, et pour laquelle de nombreux choix ont dus être faits pendant l'intégration et la campagne d'observation.



T R O I S I E M E P A R T I E

LA CAMPAGNE D'OBSERVATION

I. PREPARATION SCIENTIFIQUE ET LOGISTIQUE DE LA MISSION

I.1. CHRONOLOGIE DE L'INTEGRATION

La première phase de l'intégration a consisté en une série de tests du bon fonctionnement électronique des interfaces et des procédures d'échanges avec tous les périphériques, depuis l'imprimante jusqu'au coelostat. Ces tests étaient réalisés à l'aide de petits programmes, écrits directement en mémoire vive en hexadécimal à l'aide d'un moniteur (programme de mise au point de programmes, résidant en mémoire morte). Pendant cette période (de Janvier à Mai 1982), était menée parallèlement l'écriture du code relatif aux fonctions à assurer. Le test des programmes a été effectué à l'aide d'un émulateur, système permettant l'exécution pas à pas et le contrôle des valeurs en mémoire, tout en conservant l'ensemble de l'environnement du microprocesseur (périphériques).

La deuxième phase de l'intégration s'est déroulée en Juin et Juillet 1982. Elle rassemblait l'ensemble des systèmes, y compris le photomètre submillimétrique. La lune (nouvelle) a été détectée depuis Verrières au cours d'observations mais, à cause de l'humidité atmosphérique responsable de l'absorption du signal, ce fut, en plus du soleil, la seule source astronomique. Lors de cette phase a été créé le mode d'observation avec modulation interne, référencé sur un des corps noirs de calibration pour la lune. A cause de la limitation de la dynamique d'entrée de la détection synchrone, l'installation d'un miroir permettant la référence sur le ciel fut alors décidée. Diverses modifications furent également prévues pour le logiciel, comme l'adjonction du double lecteur de disques souples en tant que moyen de secours pour le stockage des données et si nécessaire des versions modifiées du logiciel (l'original du logiciel étant mis en ROM programmable n'est pas modifiable sans le système de développement).

Ces derniers changements ont été menés à bien en Septembre et début Octobre 1982.

I.2. CHOIX DU SITE

Les raies d'absorption de la molécule d'eau et, dans une moindre mesure, de celle d'oxygène, sont à l'origine de la forme générale du spectre d'émission et de transmission de l'atmosphère dans le domaine submillimétrique. Compte tenu de la très faible quantité de vapeur d'eau qui est présente dans l'air et de son altitude élevée (4200 m), le sommet du Mauna Kea à Hawaii est réputé l'un des meilleurs sites pour les observations infrarouges dans l'hémisphère Nord.

Grâce à l'hospitalité de la Société du Télescope Canada-France-Hawaii, il a été possible d'y effectuer la première mission d'observation pour l'expérience EMILIE, sous financement de l'I.N.A.G., en Novembre 1982. La possibilité offerte d'utiliser le bâtiment du T.C.F.H. pour y installer l'électronique de gestion et de commande et pour y monter l'expérience, les facilités pour la fourniture d'électricité et d'hélium et la disponibilité de nos interlocuteurs, G. LELIEVRE et J.P. MAILLARD, astronomes résidents au T.C.F.H., pour nous aider à résoudre les problèmes administratifs, ont permis de mener cette mission dans d'excellentes conditions.

I.3. PLAN D'OBSERVATION

L'objectif de la mission était d'obtenir des mesures :

- de l'émission submillimétrique du plan galactique pour la région de 0° à 40° en longitude, en priorité,
- des sources intenses hors du plan, repérées par leur émission dans l'infrarouge lointain (100 à 200 μm), comme Orion, en deuxième lieu.

Une liste de sources plus faibles était également prévue. Elles pourraient être observées si les performances atteintes au vu des résultats obtenus en temps réel le permettaient.

Les deux orientations Sud-Est et Nord-Est compatibles avec l'emplacement de l'expérience par rapport au télescope permettaient de couvrir la plus grande partie du ciel possible avec un minimum de déplacements (Figure 7). Un diagramme de visibilité du ciel en fonction des orientations de l'expérience et du temps sidéral a permis de déterminer les horaires possibles d'observation des sources, planètes comprises (Figure 8).

I.4. MATERIEL

L'expérience EMILIE, constituant un ensemble autonome, ne bénéficiait de l'assistance technique de la Société du T.C.F.H. qu'en cas de problème majeur. Tout le matériel nécessaire a donc été emmené pour en permettre le montage et le fonctionnement : matériel de cryogénie, comme une pompe à grand débit pour la cuve contenant l'hélium à 1 K, structure mécanique et optique, deux armoires électroniques pour le calculateur et la détection. Des solutions de rechange étaient prévues en cas de panne grave (un photomètre de secours par exemple), ou moins importante (cartes électroniques, composants). C'est ainsi une masse totale de 2 300 kg qui a été acheminée au sommet du Mauna Kea.

I.5. EQUIPE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE

Pour assurer l'indépendance technique du point de vue du personnel d'une part, et d'autre part permettre les observations jour et nuit sans interruption (2 fois 12 heures), huit personnes ont participé à la mission :

- R. GISPERT, J.M. LAMARRE, J.L. PUGET, G. SERRA et F. PAJOT, pour l'équipe scientifique,
- J.P. MOALIC, J.C. RENAULT et R. VITRY pour l'équipe technique.

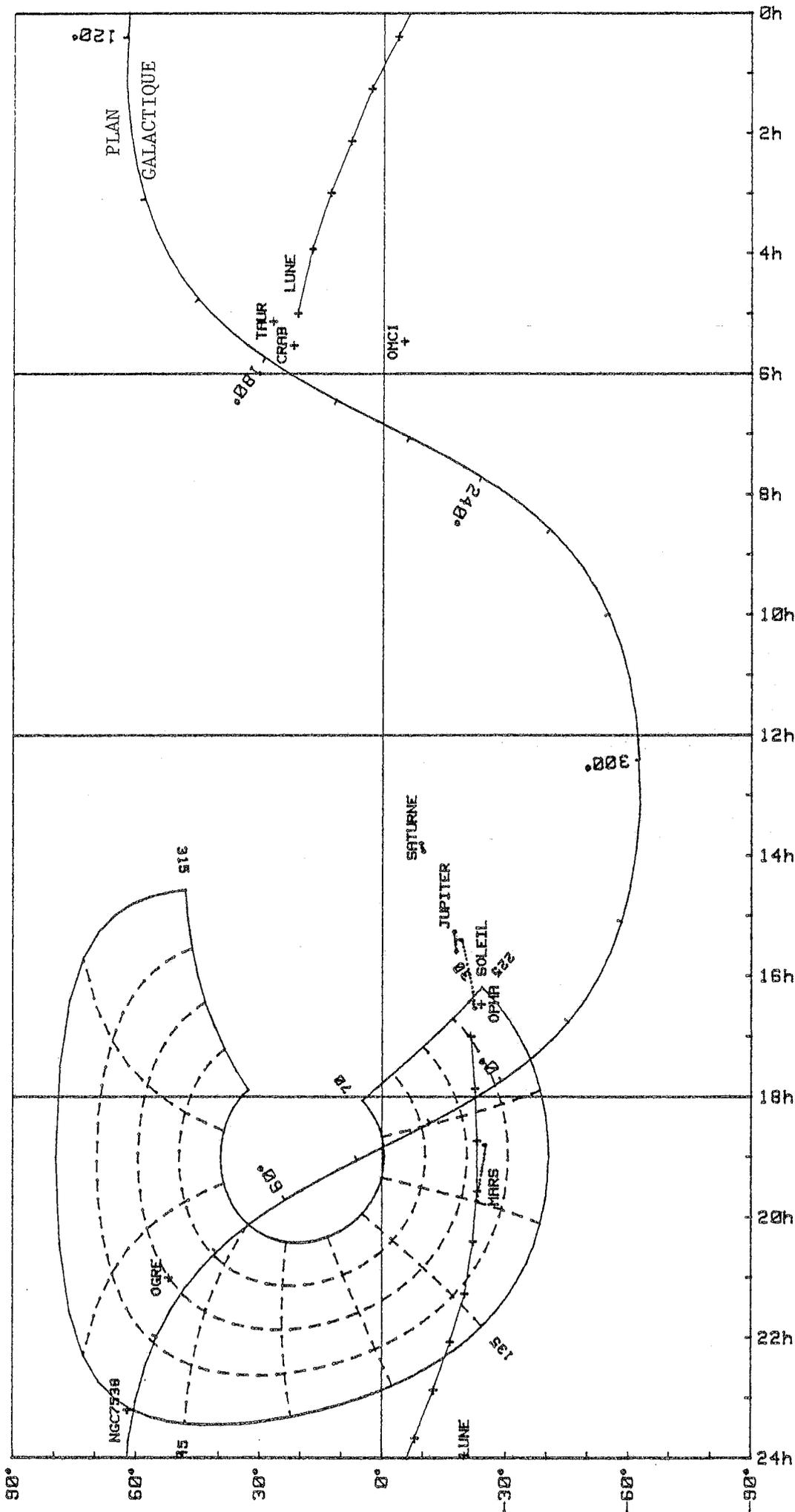


FIGURE 8 - Diagramme de visibilité des sources (Hawaii, temps sidéral local = 19 heures)
Planètes pour la période du 15 au 30 novembre 1982
Fenêtre tracée en azimut (315° - 225°) et élévation (30° - 70°)

II. DEROULEMENT DE LA CAMPAGNE

La campagne s'est déroulée du 13 novembre, arrivée du matériel à Hawaii, au 2 décembre 1982, départ de celui-ci.

II.1. INSTALLATION DU MATERIEL

Malgré des conditions de travail difficiles à cause de l'altitude, l'expérience était opérationnelle le 17 novembre pour les premiers tests, l'étape limitante ayant été le pompage et la mise en froid du cryostat (tests d'étanchéité, descente en température avec un palier, par refroidissement préliminaire à l'azote liquide avant l'hélium liquide, pour tenir compte de l'inertie thermique de l'ensemble). Malheureusement, le cyclone "IWA" balayait ce jour-là l'archipel des Iles Hawaii et nous obligeait à laisser l'expérience à l'intérieur jusqu'au 22 novembre. C'est pendant cette période que les appareils de mesures météorologiques furent connectés au microprocesseur pour en contrôler les indications sur la console et enregistrer celles-ci lors des observations.

II.2. CONDITIONS METEOROLOGIQUES

Elles sont rassemblées sur la Figure 9 où l'on trouve l'humidité relative, la température et la vitesse du vent. Les conditions météorologiques ne sont correctes qu'à partir du 25 novembre, à cause des perturbations dues au passage du cyclone. On notera également une forte augmentation de la vitesse du vent la dernière nuit (30 novembre), due au passage d'un deuxième cyclone, plus éloigné et moins violent que le précédent.

II.3. REGLAGES ET OPTIMISATION DES BRUITS

La réduction des bruits a commencé avant la première sortie de l'expérience grâce à la fonction "bruit" du logiciel, rapidement apparue comme indispensable. Les sources utilisées étaient soit

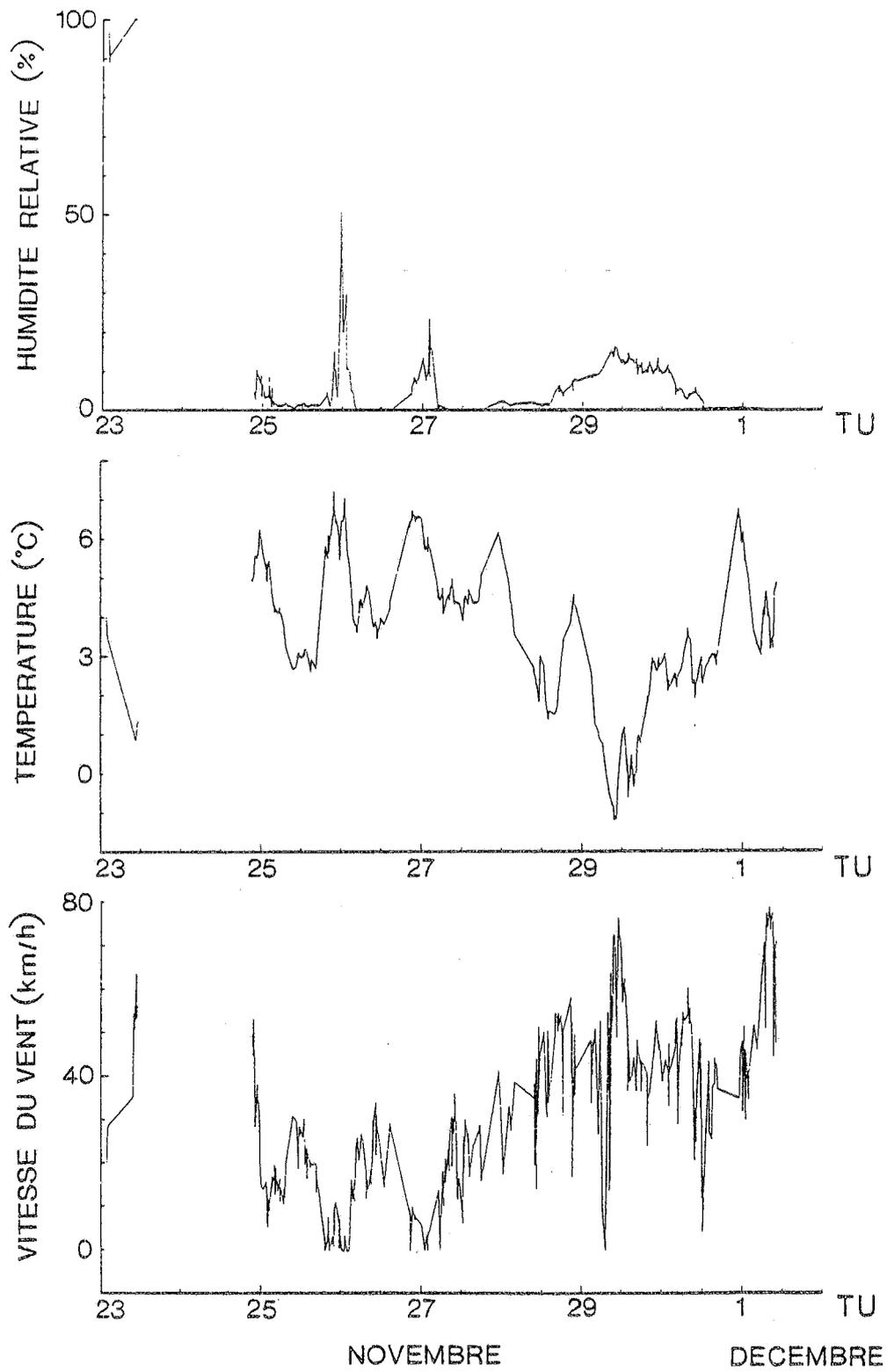


FIGURE 9 - Mesures des paramètres atmosphériques lors de la campagne

un cache opaque monté sur la roue porte-filtre soit les corps noirs de calibration. Ces tests en intérieur ont permis de choisir les préamplificateurs de la voie grande longueur d'onde puis moyenne longueur d'onde et leurs gains, parmi les trois disponibles. Pendant cette période a également été fait le réglage de l'optique externe du photomètre et de celle du télescope à l'aide d'un laser.

Les premiers tests fiables sur le ciel ont porté, dans un premier temps, sur l'étude des deux modes possibles, modulation rapide sur le ciel, type AGLAE, ou modulation interne référencée sur le ciel. La stabilité du faisceau de référence est l'un des éléments qui explique la bonne qualité du mode référencé sur le ciel, légèrement meilleur que le mode de type AGLAE d'après les mesures de bruit. Compte tenu de la plus grande facilité des dépouillements qu'il permettait, le mode référencé sur le ciel avec modulation interne a donc été retenu pour la suite des observations. Le réglage en élévation du miroir de référence s'est révélé assez délicat, à quelques degrés près, pour ne pas saturer l'entrée de la détection synchrone par une différence de signal trop grande entre la référence et la zone pointée sur le ciel.

Ces mesures ont également fait apparaître l'importance des fluctuations de l'émission atmosphérique. Ce fait a été confirmé par la visualisation du signal en temps réel. Le nombre maximum de balayages pouvant être cumulés, limité à une cinquantaine à cause de certains problèmes d'électronique, n'a permis de détecter en temps réel que des sources brillantes (Jupiter, centre galactique).

Une réitération des réglages a alors été entreprise pour optimiser le mode référencé sur le ciel. Une deuxième détection synchrone prêtée par la C.F.H.T. a été montée pour pouvoir prélever le signal issu du bolomètre moyen en plus du grand bolomètre. Les paramètres de la chaîne de détection (fréquence de modulation, gains, ...) ont été ajustés de manière à minimiser le bruit instrumental (Figure 10). D'autre part un léger sous-dimensionnement de certains miroirs (renvoi des corps noirs de

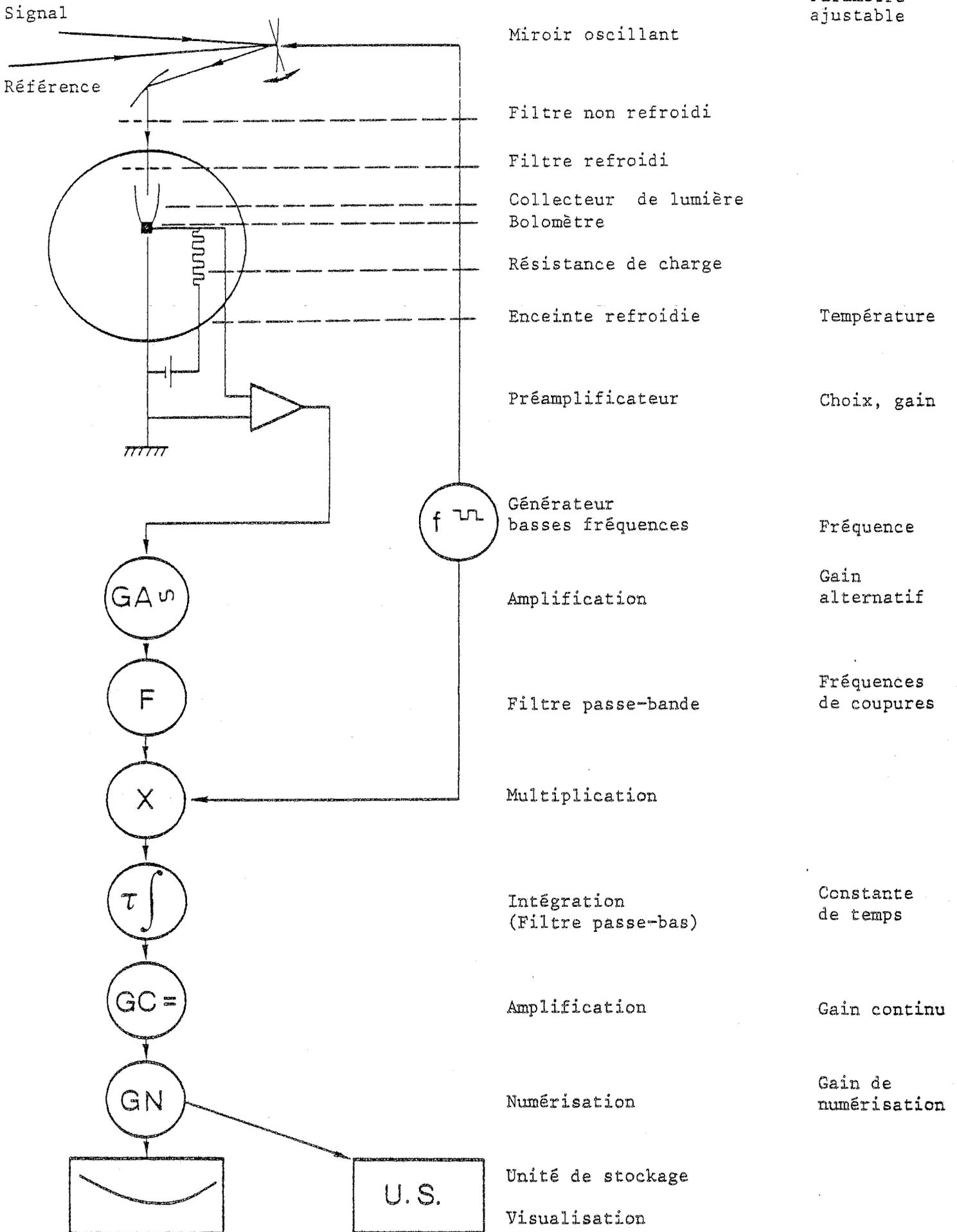


FIGURE 10 - Chaîne de mesure : paramètres ajustables pour l'optimisation du bruit instrumental

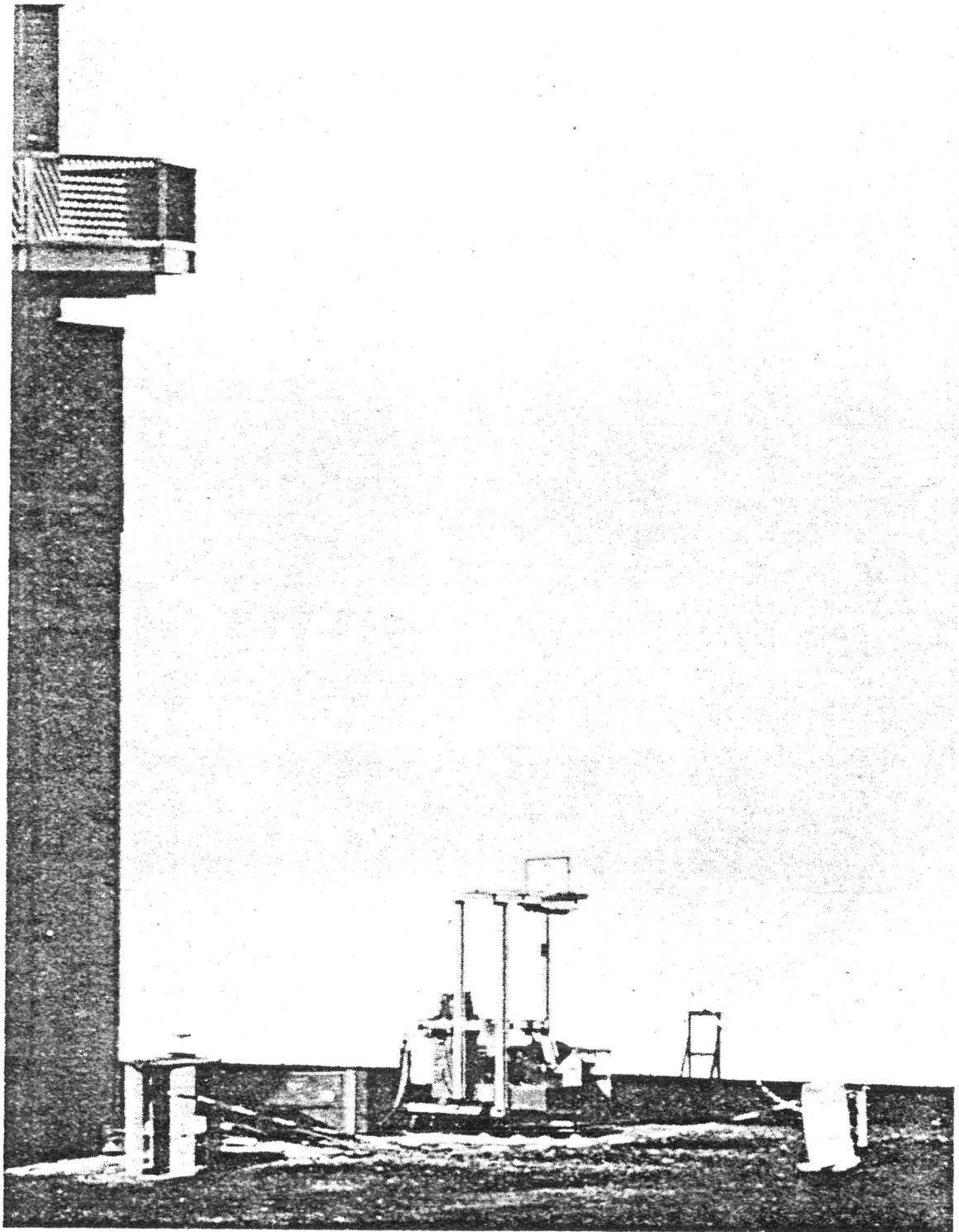
calibration ou du ciel, coelostat) a été compensé par l'apposition de feuilles préformées d'aluminium recuit aux endroits nécessaires. Enfin, deux vitesses de balayages ont été retenues : vitesse lente (0.6° s^{-1}) lorsque le bruit atmosphérique était faible, la nuit par exemple, et vitesse rapide (6° s^{-1}) dans le cas contraire. Nous discuterons de ces choix dans la Quatrième Partie, relative au dépouillement des données.

La configuration définitive de l'expérience était en place le 28 novembre (Figures 11a et 11b).

II.4. OBSERVATIONS

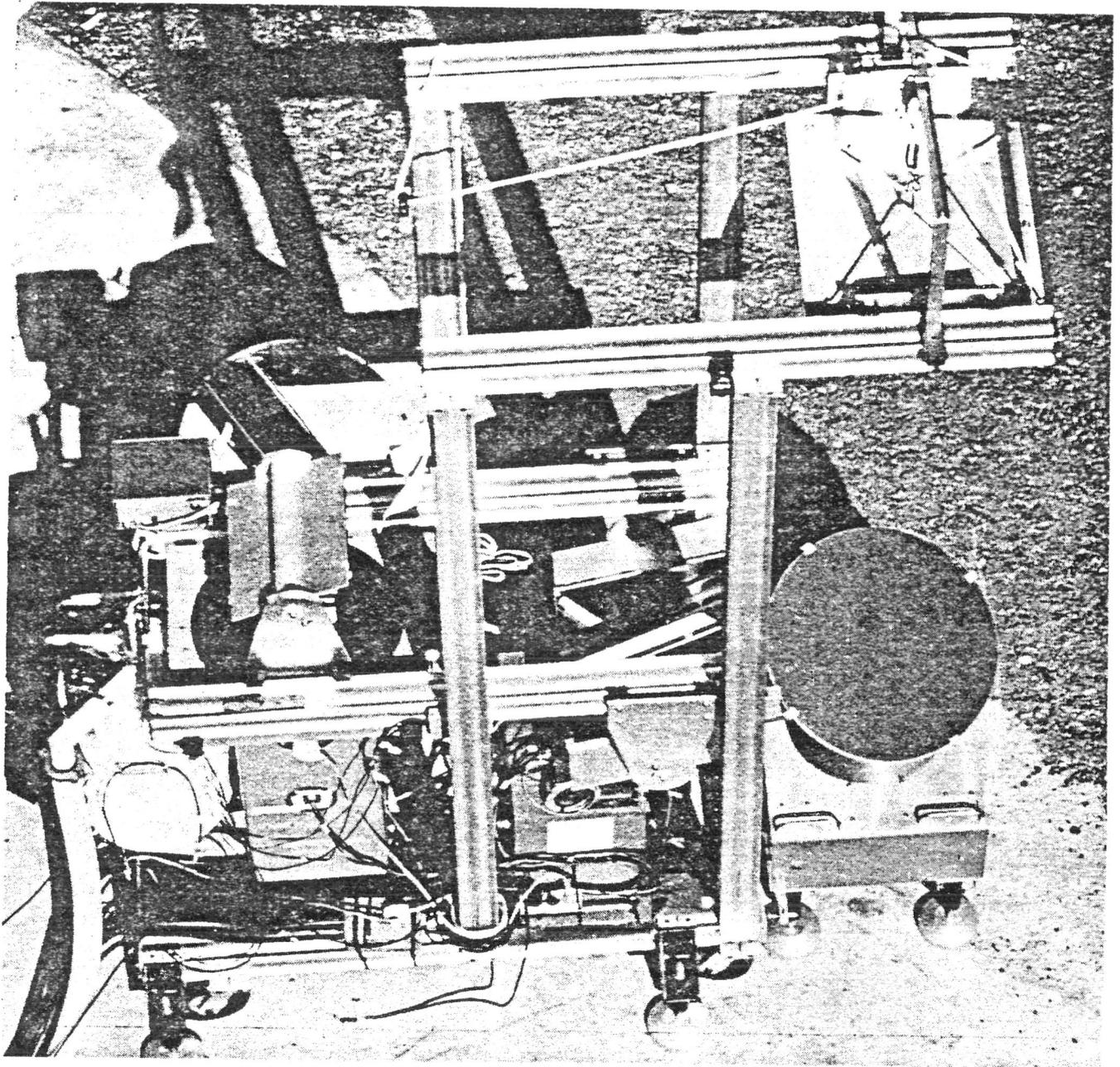
Excepté pour les sources détectées en temps réel, les paramètres tels que l'amplitude des balayages ont été déterminés par les cartes AGLAE à $150 \mu\text{m}$. Les temps d'intégration ont été allongés au maximum en observant plusieurs fois les mêmes sources, en favorisant celles attendues comme les plus brillantes d'après les mesures à $150 \mu\text{m}$. Les observations ont été presque exclusivement menées avec la configuration photométrique à bande large (grand bolomètre - F8), que nous avons trouvé optimiser le rapport flux issu de la source/bruit atmosphérique. Les filtres à bande étroite étaient utilisés pour les mesures en mode extinction en vue de déterminer la transmission de l'atmosphère.

L'ensemble des parties du ciel couvertes du 28 au 30 novembre est porté sur la Figure 12, soit au total 150 éléments environ.



L'expérience EMILIE auprès du Télescope Canada-France-Hawaii

FIGURE 11a



Ensemble optique et photomètre pendant les observations

FIGURE 11b

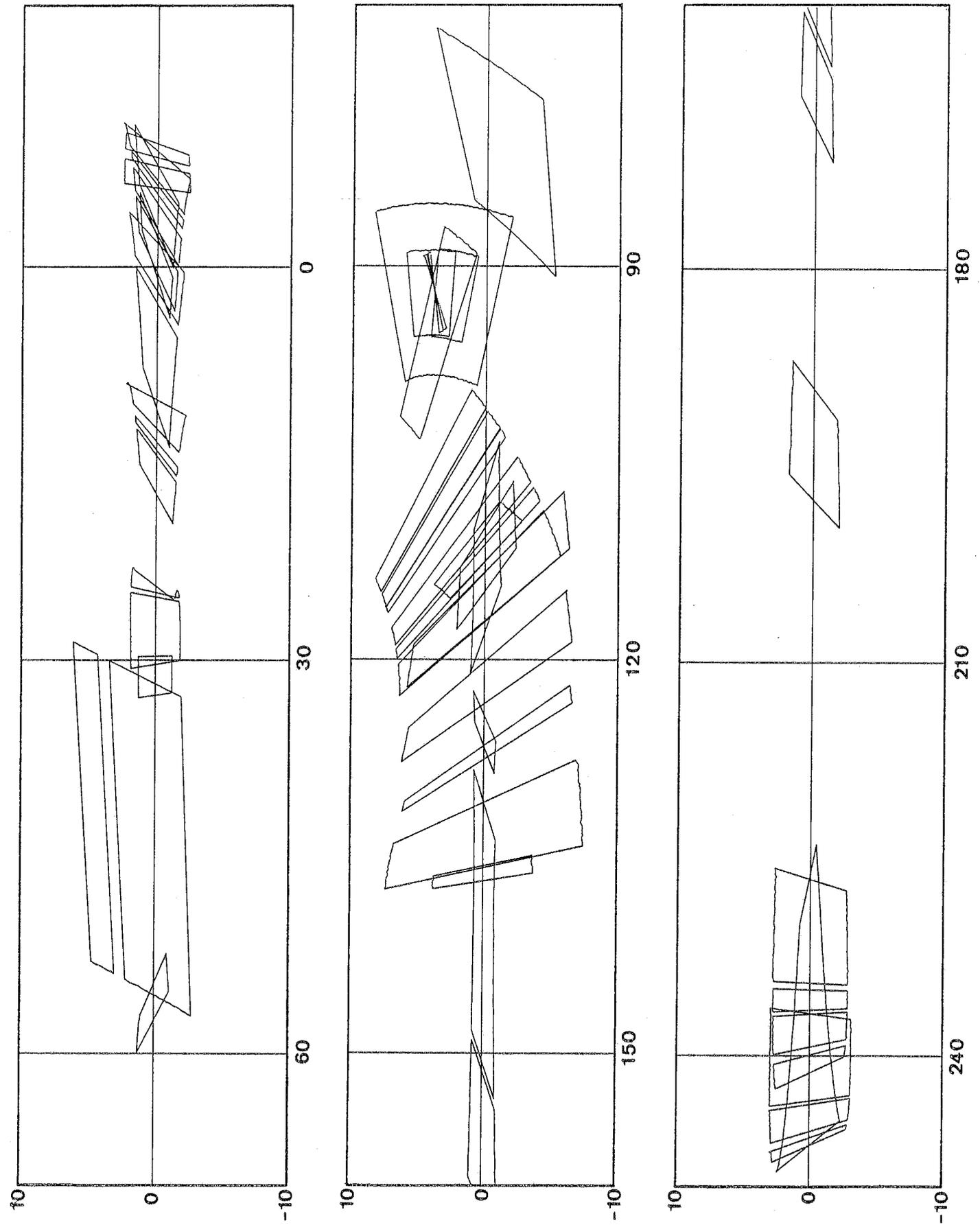
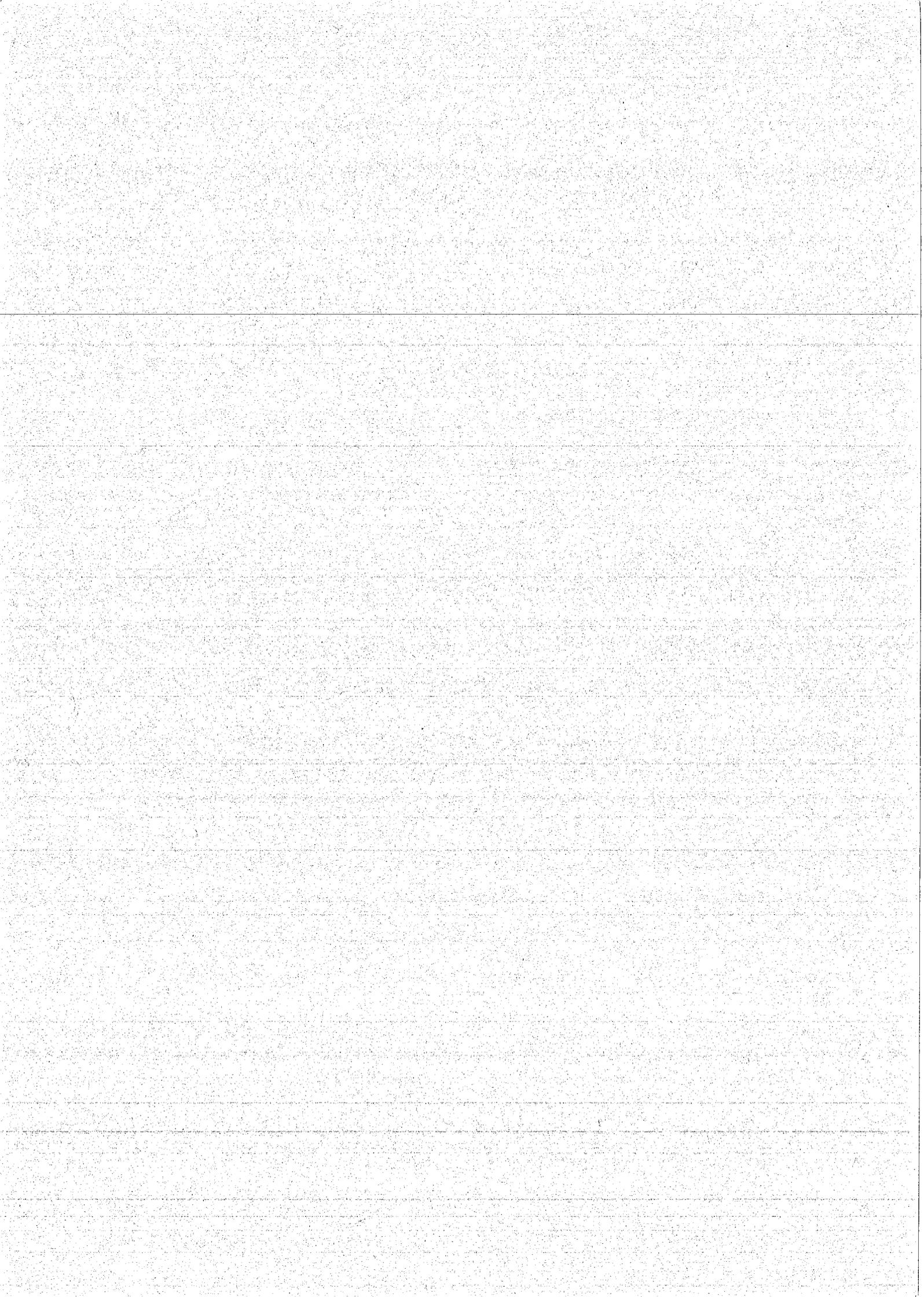


FIGURE 12 - Ensemble des régions observées lors de la campagne (coordonnées (l_{II}, b_{II}))



Q U A T R I E M E P A R T I E

T R A I T E M E N T D E S D O N N E E S

I. MISE EN FORME DE LA BASE DE DONNEES

I.1. CHOIX DU CALCULATEUR

Une quarantaine de bandes magnétiques et une dizaine de disques souples, totalisant 650 Mégabits, constituaient la base des données recueillies à Hawaii. La manipulation de cette quantité de données nécessitait l'emploi d'un ordinateur rapide, mini-ordinateur spécialisé pour le traitement des données -Type Vax- ou ordinateur plus important. Compte tenu des possibilités de calcul offertes au L.P.S.P., le choix du centre de calcul du Centre National d'Etudes Spatiales à Toulouse, dont un terminal se trouve à Verrières, a été retenu.

I.2. PREMIERE VERSION DES DONNEES

Dans une première étape, les données ont été recopiées à Verrières, d'une part pour homogénéiser les supports (bandes/disques souples) et réduire le nombre de bandes (bandes de 2400 pieds au lieu de 1200 et densité de 1600 bpi au lieu de 800), et d'autre part pour récupérer les informations des bandes ayant eu des problèmes en cours d'enregistrement (problèmes de dérouleur, interruption intempestive du secteur). Ainsi, 10 bandes rassemblant l'ensemble des données ont été portées au C.N.E.S. trois semaines après le retour du matériel en France, c'est-à-dire à la fin du mois de Janvier 1983.

A partir de ces bandes, a été générée la première version des données. Elle comprend :

- les valeurs en clair (format CDC) des paramètres tels que vitesse de balayage, température extérieure, enregistrés automatiquement lors des observations,
- les valeurs (format CDC) des paramètres de la chaîne de détection, saisis manuellement sous forme de commentaire lors des observations et entièrement rétablis après confrontation avec les notes du cahier d'expérience,

- les prélèvements regroupant en un mot de 60 bits azimut et élévation en minutes d'arc, et le signal non traité.

Grâce à l'utilisation de bandes grande densité (6250 bpi) avec un blocage efficace (blocs de 500 mots) et un léger compactage, l'ensemble des données a pu être rassemblé en une seule bande, prête à l'emploi à la fin du mois de Février 1983.

I.3. DEUXIEME VERSION DES DONNEES

Après les calibrations effectuées à partir de la première version et une étude statistique des observations disponibles (source, durée, flux probable), une deuxième version a été générée, également sur une bande. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- seuls sont présents des paramètres indispensables au traitement du signal (rapport $W \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ par bit de signal, lobe instrumental, filtre, transmission atmosphérique...),
- à chaque prélèvement, les coordonnées du point observé sont exprimées en $(\alpha_{50}, \delta_{50})$ pour les sources hors du plan galactique, et en (l_{II}, b_{II}) pour le plan galactique.

Cette bande a permis un traitement systématique du signal à partir de la fin du mois de Mai 1983.

II. CALIBRATIONS DE L'EXPERIENCE

II.1. CALIBRATION ABSOLUE DES BRILLANCES

Elle a été effectuée à l'aide des mesures obtenues sur le corps noir différentiel de calibration, les deux miroirs escamotables interceptant les deux faisceaux définis par la modulation et renvoyant chacun une des zones du corps noir réglées à 15° C et 20° C.

A l'origine, un léger sous-dimensionnement des miroirs perturbait les mesures à cause des fuites ainsi créées. Cependant, un seul de ces deux miroirs, celui correspondant au corps noir chaud, et également utilisé pour le mode référencé sur le ciel, a pu être agrandi, l'autre ne pouvant l'être pour pouvoir rester mobile. Par conséquent, une partie du faisceau correspondant au corps noir froid provenait du ciel par la voie télescope-coelostat.

La calibration rend nécessaire d'évaluer cette fuite. Pour cela, nous disposons de trois types d'enregistrements :

- le faisceau issu du ciel a été occulté par un cache opaque à la température atmosphérique placé à l'entrée du photomètre pendant une mesure différentielle sur les corps noirs,
- le faisceau issu du ciel a été orienté à des élévations variables (par l'intermédiaire des commandes du mode extinction décrit ci-dessous), pendant une mesure analogue,
- le miroir correspondant au corps noir froid rentré (pour laisser la totalité du flux venir du ciel par la voie télescope-coelostat), le faisceau issu du ciel a été orienté à des élévations variant de 20° à 70° par pas de 10° (mode extinction, référencé sur le corps noir chaud).

Pour ces trois enregistrements, les tensions de sortie du bolomètre V_{occ} , V_c et V_e satisfont aux équations respectives :

$$V_{occ} = K_n (T_1 - T_2 (1 - \lambda) - \lambda T_{occ})$$

$$V_c = K_n (T_1 - T_2 (1 - \lambda) - \lambda T_{ciel})$$

$$V_e = K_n (T_1 - T_{ciel})$$

dans lesquelles K_n est la réponse du bolomètre en tension par degré Kelvin (domaine Rayleigh-Jeans dès que $T > 50$ K environ) pour le filtre n , T_1 la température du corps noir chaud (293 K), T_2 celle du corps noir froid (288 K), T_{occ} la température du cache opaque (estimée à 278 K), T_{ciel} la température de brillance du ciel à élévation donnée, et enfin λ ($0 < \lambda < 1$) le rapport de l'étendue géométrique de la fuite à l'étendue totale du faisceau. Ce système d'équations, dont les inconnues sont K_n , λ et T_{ciel} , donne, pour $\lambda \ll 1$:

$$\lambda = \frac{(T_1 - T_2) (V_c - V_{occ})}{(V_e - V_{occ}) (T_1 - T_2) - V_c (T_2 - T_{occ})}$$

$$K_n = \frac{V_{occ}}{(T_1 - T_2) + \lambda (T_2 - T_{occ})}$$

$$T_{ciel} = T_2 - \frac{(V_e - V_{occ})}{V_{occ}} (T_1 - T_2) + \lambda \frac{V_e}{V_{occ}} (T_2 - T_{occ}).$$

D'autre part, pour deux élévations différentes correspondant à T_{ciel} et T'_{ciel} , les tensions mesurées respectives V_c et V'_c , V_e et V'_e permettent de calculer λ , K_n et T_{ciel} d'une manière indépendante :

$$\lambda = \frac{V'_c - V_c}{V'_e - V_e}$$

$$K_n = \frac{V_c - \lambda V_e}{(T_1 - T_2) (1 - \lambda)}$$

$$T_{ciel} = T_1 - \frac{V_e}{K_n}$$

λ a été calculé pour chacun des deux bolomètres. Plusieurs mesures étaient disponibles pour les combinaisons (filtre 4-moyen bolomètre) et (filtre 1-grand bolomètre). Elles ont permis de

déterminer les valeurs moyennes de K_n pour ces bandes photométriques de façon précise. Par contre, pour les combinaisons (filtre 2-grand bolomètre) ou (filtre 8-grand bolomètre), pour lesquelles nous disposons de peu de mesures, les valeurs trouvées doivent être considérées avec réserve (Tableau I). Les unités ubm et ubg sont analogues à des microvolts, à un facteur sans dimension près, propre à chacune des voies. Le signal numérisé ΔS peut en effet être converti en tension en sortie de bolomètre ΔV par :

$$\Delta V = \Delta S / (GN \cdot GC \cdot GA \cdot GPA \times 2/\pi)$$

où GN est le gain à la numérisation, GC le gain continu en sortie de détection synchrone, GA le gain alternatif en entrée de détection synchrone, GPA le gain des préamplificateurs (voir Figure 10). ΔV n'est pas la tension réelle car d'autres facteurs de gain (filtres électroniques par exemple), constants sur chacune des voies, n'ont pas été mesurés et ne sont pas pris en compte ici.

Les températures de brillance ΔT , exprimées en degrés Kelvin Rayleigh-Jeans, peuvent être converties en intensités de rayonnement ΔI_n ($W m^{-2} sr^{-1}$) dans la bande utilisée, par l'intégration :

$$\Delta I_n = \int_{\sigma} (2kc \Delta T \sigma^2) F_{\sigma,A} d\sigma = J_n \Delta T$$

où σ est le nombre d'onde, n le numéro de la bande photométrique associée au filtre n et $F_{\sigma,n}$ la transmission spectrale de ce filtre.

J_n a été tabulé et est porté dans le Tableau I, en $W m^{-2} sr^{-1}/K$.

Le rapport $K_n/J_n S\Omega$ pour les bandes du grand bolomètre ($S\Omega$ est l'étendue géométrique du faisceau correspondant) exprimé en ubg/W est la réponse de ce bolomètre et est donc constant. Les valeurs retenues de K_n pour les bandes 2 et 8 ont été ajustées sur la valeur de K_1 d'après la réponse du bolomètre et sont portées dans le Tableau I.

	BOLOMETRE MOYEN	GRAND BOLOMETRE		
λ	$3 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-3}$		
Filtre	4	1	28	
K_n mesures	0.45 ubm K^{-1}	3.2 ubg K^{-1}	$\approx 3.1 \text{ ubg K}^{-1}$	$\approx 9.0 \text{ ubg K}^{-1}$
J_n $\text{Wcm}^{-2}\text{sr}^{-1}/\text{K}$	$3.57 \cdot 10^{-6}$	$1.07 \cdot 10^{-6}$	$1.09 \cdot 10^{-6}$	$3.47 \cdot 10^{-6}$
K_n retenus	0.45 ubm K^{-1}	3.2 ubg K^{-1}	3.3 ubg K^{-1}	10.1 ubg K^{-1}

TABLEAU I

Les fluctuations de la réponse des bolomètres, dues par exemple aux variations de température du bain d'hélium, sont faibles et permettent de considérer ces moyennes comme les valeurs instantanées à mieux de 10 %.

II.2. DETERMINATION DE LA TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE

Cette étude a été menée à l'aide d'un modèle atmosphérique dont le traitement par ordinateur a été développé par J. CERNICHARO (C.E.R.M.O., Université de Grenoble) et M. PERRAULT (Observatoire de Meudon). Ce modèle est basé sur une structure plan parallèle de l'atmosphère, utilisant des valeurs standard pour la température, la pression et la masse volumique de l'air en fonction de l'altitude et de l'époque considérée. L'échelle de hauteur de la vapeur d'eau est prise égale à 2 km. Le spectre millimétrique et submillimétrique (émission, transmission) est calculé par une double somme sur les couches atmosphériques et

sur les raies tabulées d'émission/absorption des molécules d'eau et d'oxygène.

Les profils de raie utilisés sont de type ZEVAKKIN-NAOUMOV :

$$p(\nu) = \frac{4 \nu \nu_0 \Delta \nu / \pi}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + 4 \nu^2 \Delta \nu^2}$$

où ν_0 est la fréquence de la raie et $\Delta \nu$ sa largeur. Un terme correcteur (GAUT et REIFENSTEIN, 1971) est appliqué pour tenir compte de l'absorption trop grande mesurée aux fréquences élevées (> 500 GHz).

Ce modèle a été utilisé pour le calcul de l'émission atmosphérique E_σ pour le nombre d'onde σ en fonction de la hauteur d'eau zénithale h exprimée en mm et de l'élévation e :

$$E_\sigma(e, h) = \int_0^\infty \frac{B_\sigma(T(z))(h d\tau_H(z) + d\tau_O(z))}{(\sin e) \exp((h\tau_H(z) + \tau_O(z))/\sin e)}$$

où z est l'altitude, T la température, B_σ le rayonnement du corps noir en fonction de σ , $\tau_H(z)$ et $\tau_O(z)$ les profondeurs optiques respectives de l'eau (hauteur zénithale 1 mm) et de l'oxygène prises verticalement entre le sol ($z = 0$) et z . Ce spectre d'émission a été intégré dans les bandes photométriques utilisées et il en a été déduit une température de brillance de l'atmosphère T_i dans la bande i , définie par :

$$\int_\sigma B_\sigma(T_i(e, h)) F_{\sigma, i} d\sigma = \int_\sigma E_\sigma(e, h) F_{\sigma, i} d\sigma$$

où $F_{\sigma, i}$ est la transmission instrumentale dans la bande i au nombre d'onde σ . La Figure 13 donne $T_i(e, h)$ pour les bandes photométriques utilisées, $e = 30^\circ$ (2 masses d'air) et $e = 90^\circ$ (1 masse d'air), en fonction de $h/\sin e$. On remarque que, pour une même quantité d'eau sur la ligne de visée, $h/\sin e$, la température de brillance varie avec l'élévation puisque :

$$E_\sigma(e, h) \neq E_\sigma(e', h \frac{\sin e'}{\sin e})$$

et donc :

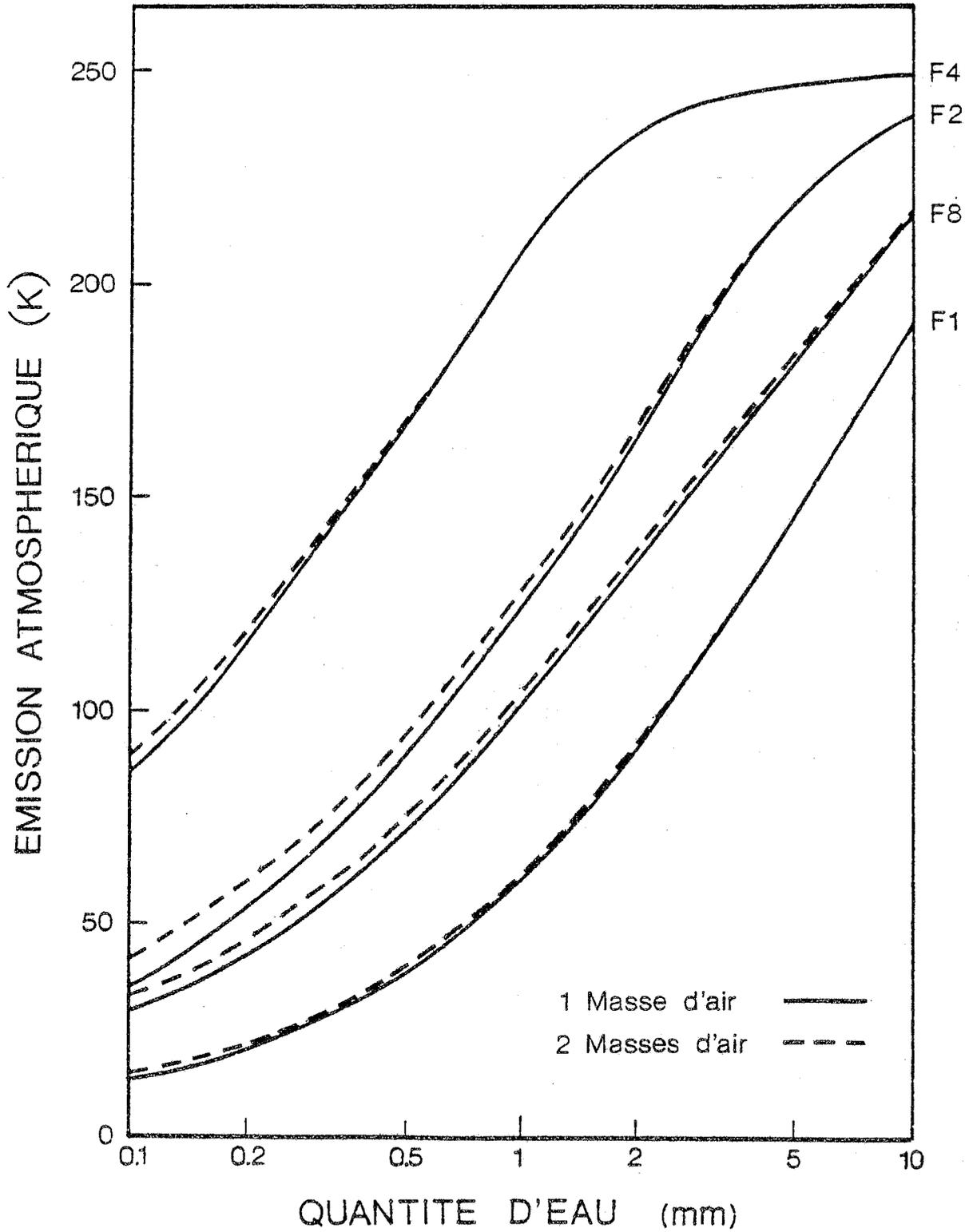


FIGURE 13 - Température de brillance de l'émission atmosphérique dans les bandes photométriques en fonction de la quantité d'eau présente sur la ligne de visée

$$T_i (e, h) \neq T_i (e', h \frac{\sin e'}{\sin e}).$$

Cependant, cette dépendance est faible et l'émission varie de moins de quelques degrés entre 1 et 2 masses d'air à partir de 0.5 mm d'eau. Il n'en sera donc pas tenu compte par la suite et nous utiliserons les valeurs obtenues à une masse d'air sous la forme $T_i (h/\sin e)$ où $h/\sin e$ est la quantité d'eau totale sur la ligne de visée. La faible contribution de l'oxygène à l'émission totale, due essentiellement à l'eau, explique ce phénomène (Figure 14).

Par ailleurs, le modèle a permis le calcul de la transmission atmosphérique :

$$X_\sigma (e, h) = \exp \left(- \left(h\tau_H (\infty) + \tau_0 (\infty) \right) / \sin e \right).$$

Les transmissions atmosphériques dans les bandes photométriques ont été calculées pour deux types de spectres de sources astronomiques :

- $S_\sigma (T) = B_\sigma (T) = 2 hc^2 \sigma^3 \left(\exp \left(\frac{hc\sigma}{kT} \right) - 1 \right)^{-1}$
Spectre de corps noir (émissivité constante avec σ , valable en première approximation pour les planètes).

- $S_\sigma (T) = A \sigma^5 \left(\exp \left(\frac{hc\sigma}{kT} \right) - 1 \right)^{-1}$
Spectre de "poussières" ayant une émissivité supposée en σ^2 .

Alors, la transmission dans la bande i , X_i a été définie par :

$$X_i (e, h) = \frac{\int_\sigma S_\sigma (T) X_\sigma (e, h) F_{\sigma,i} d\sigma}{\int_\sigma S_\sigma (T) F_{\sigma,i} d\sigma}.$$

X_i est indépendante de T pour un spectre de corps noir de température supérieure à 50 K (approximation de Rayleigh-Jeans valable) et a été calculée pour $T = 15$ K pour le spectre de poussières. Pour les mêmes raisons que pour l'émission atmosphérique, la transmission varie très peu avec e à $h/\sin e$ fixé et a été tabulée en fonction de h pour une masse d'air (Figure 15).

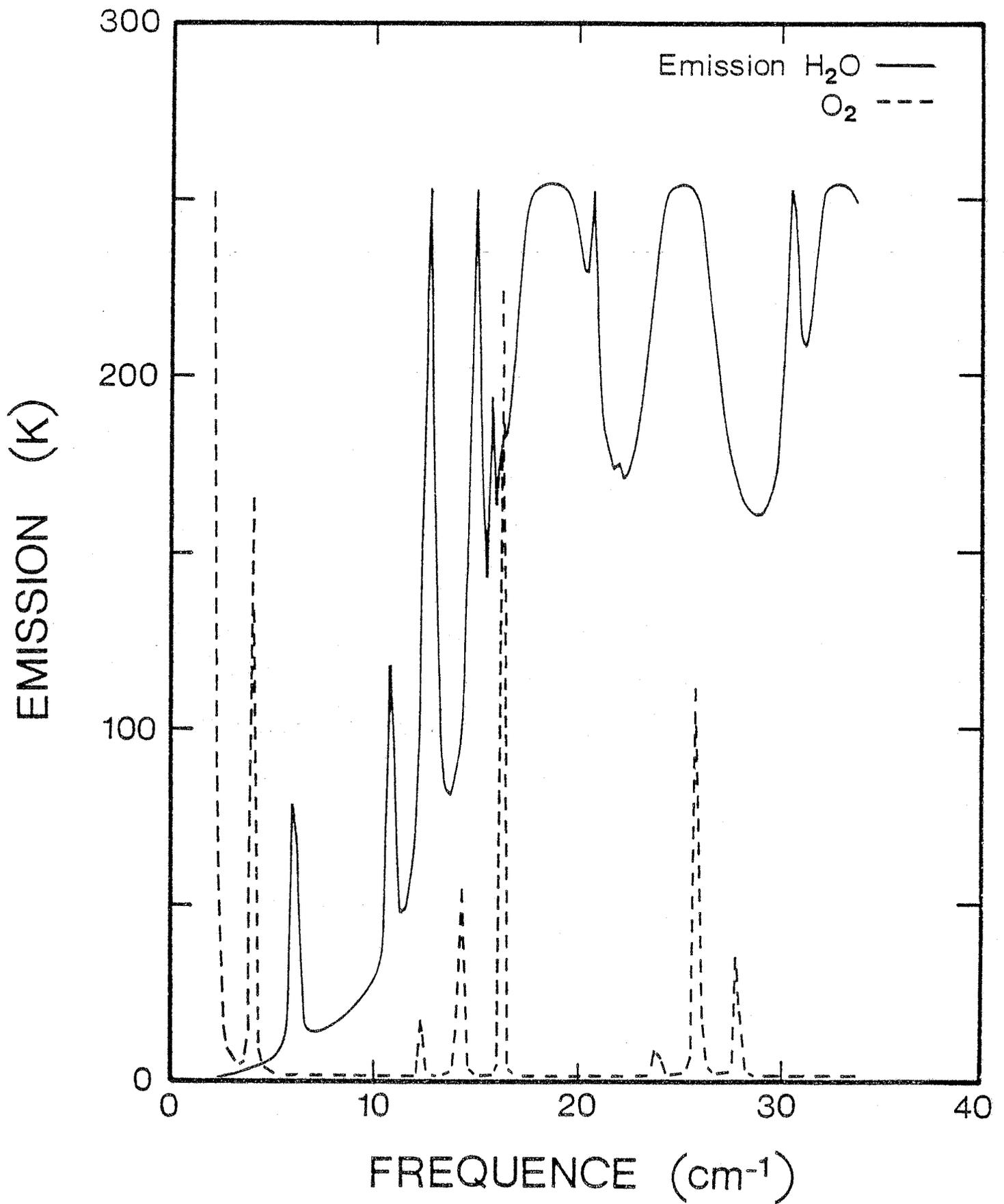


FIGURE 14 - Spectre d'émission atmosphérique de H₂O ET O₂
dans le domaine submillimétrique (calculé d'après le modèle)

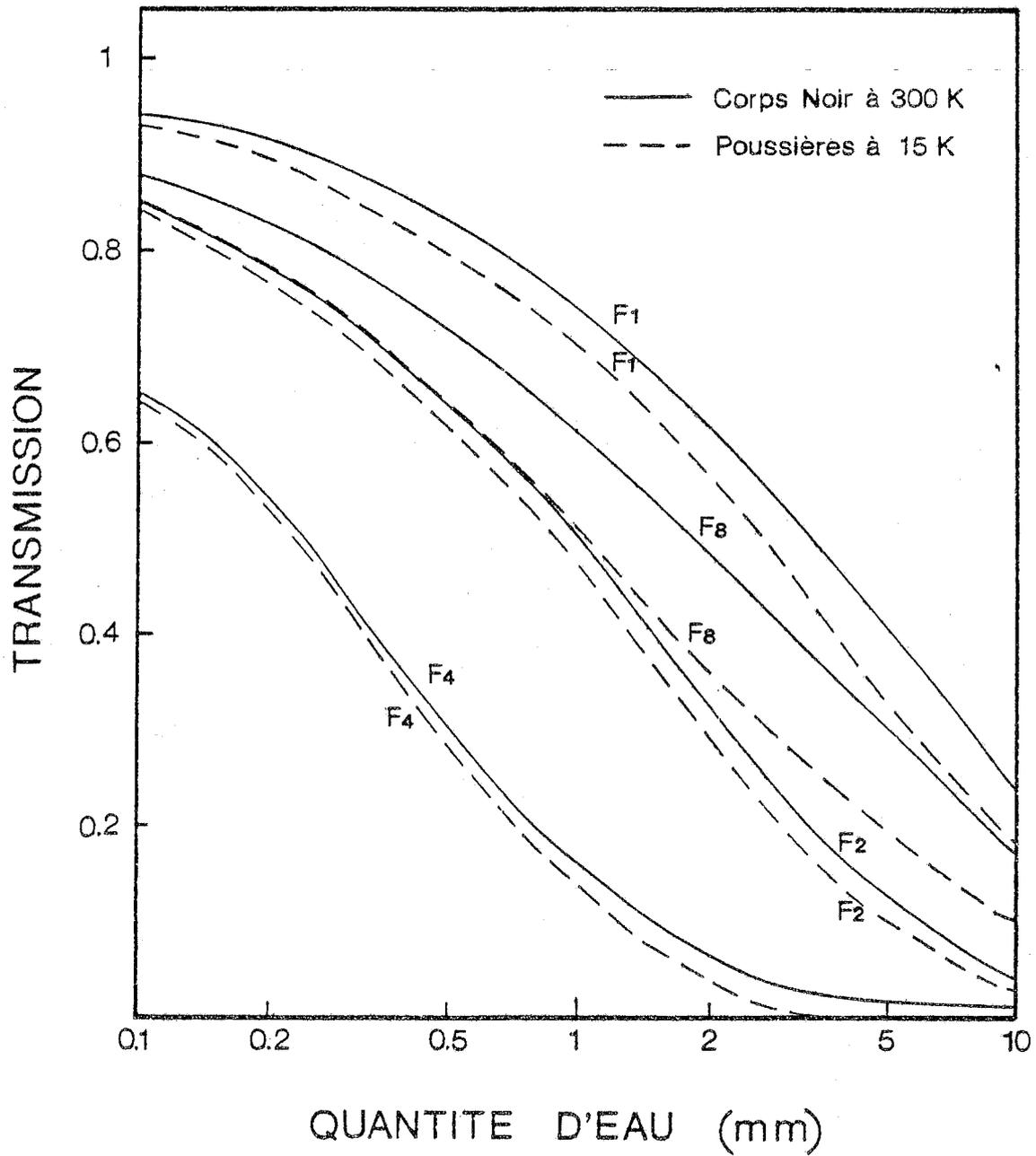


FIGURE 15 - Valeurs de la transmission atmosphérique dans les bandes photométriques en fonction de la quantité d'eau présente sur la ligne de visée

La méthode que nous avons utilisée pour déterminer la transmission atmosphérique dans les bandes photométriques est la suivante :

- à l'aide de la calibration absolue en brillance, la température d'émission du ciel dans une bande donnée et à l'élévation e est calculée d'après les mesures du mode extinction, référencées sur le corps noir chaud;
- la quantité d'eau sur la ligne de visée est déterminée par comparaison avec les températures données par le modèle pour cette bande (voir Figure 13),
- la hauteur d'eau zénithale vaut alors : $h = h(e) \sin e$,
- enfin, la transmission dans la bande désirée est obtenue d'après le modèle, en fonction du type de source et de la quantité d'eau sur la ligne de visée $h/\sin e$, où e est l'élévation de cette source (voir Figure 15).

Notons que les erreurs commises en négligeant les variations de $E_1(e, h)$ et $X_1(e, h)$ en fonction de e à $h/\sin e$ fixé se compensent partiellement, puisqu'à émission fixée, la quantité d'eau sur la ligne de visée croît avec l'élévation, et qu'il en est de même à transmission fixée.

Cette méthode a été appliquée pour toutes les mesures en mode extinction effectuées régulièrement pendant la période d'observation. Les hauteurs d'eau zénithales trouvées dépendent peu de l'élévation à laquelle sont faites les mesures et les calculs (Figure 16). Les valeurs intermédiaires obtenues pour $e = 30^\circ$ ont été retenues.

La Figure 17 représente les hauteurs d'eau trouvées par cette méthode pour les divers filtres et par les mesures d'humidité relative et de température au sol :

$$h = 436 \text{ Psat}(T) \times \text{HR}/T$$

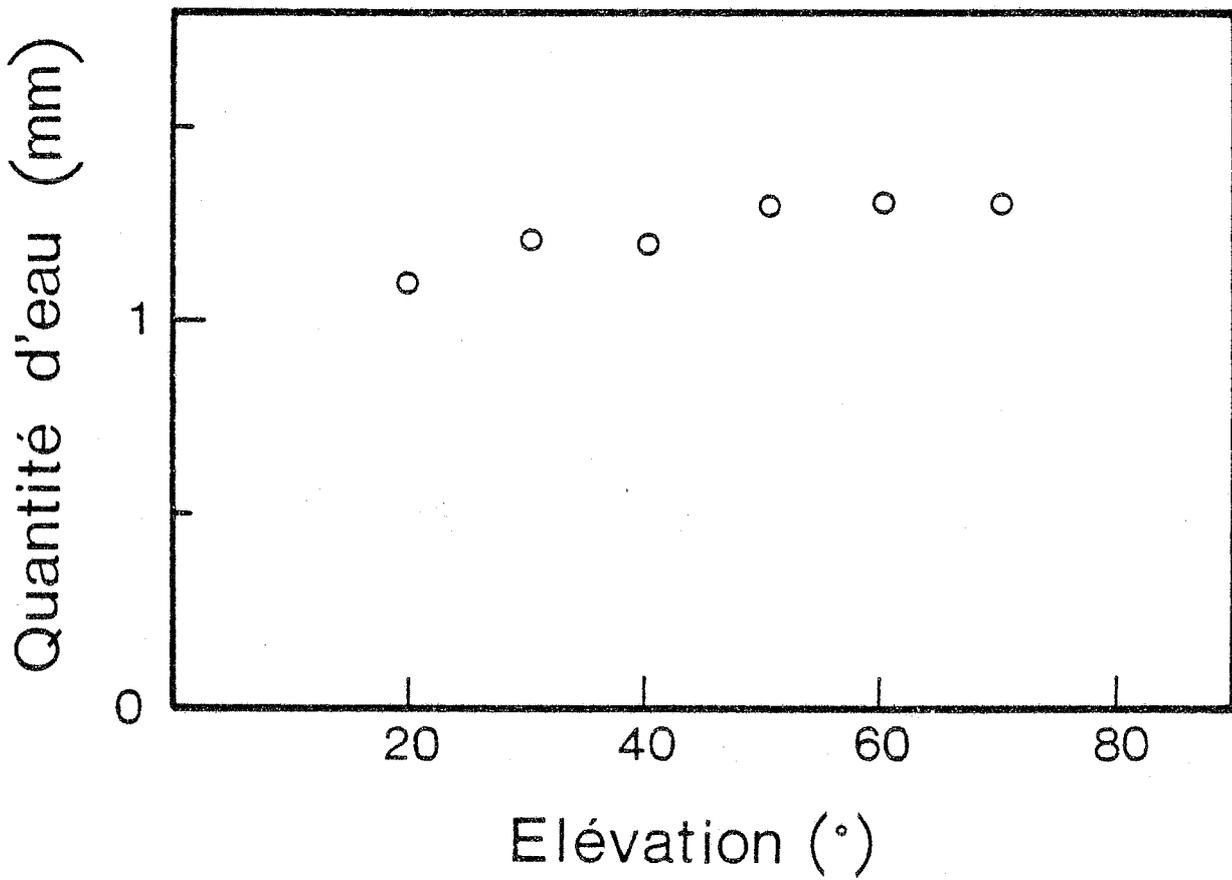


FIGURE 16 - Quantités d'eau zénithales calculées pour diverses élévations
(filtre F1. Délai total entre les mesures inférieur à 1 minute)

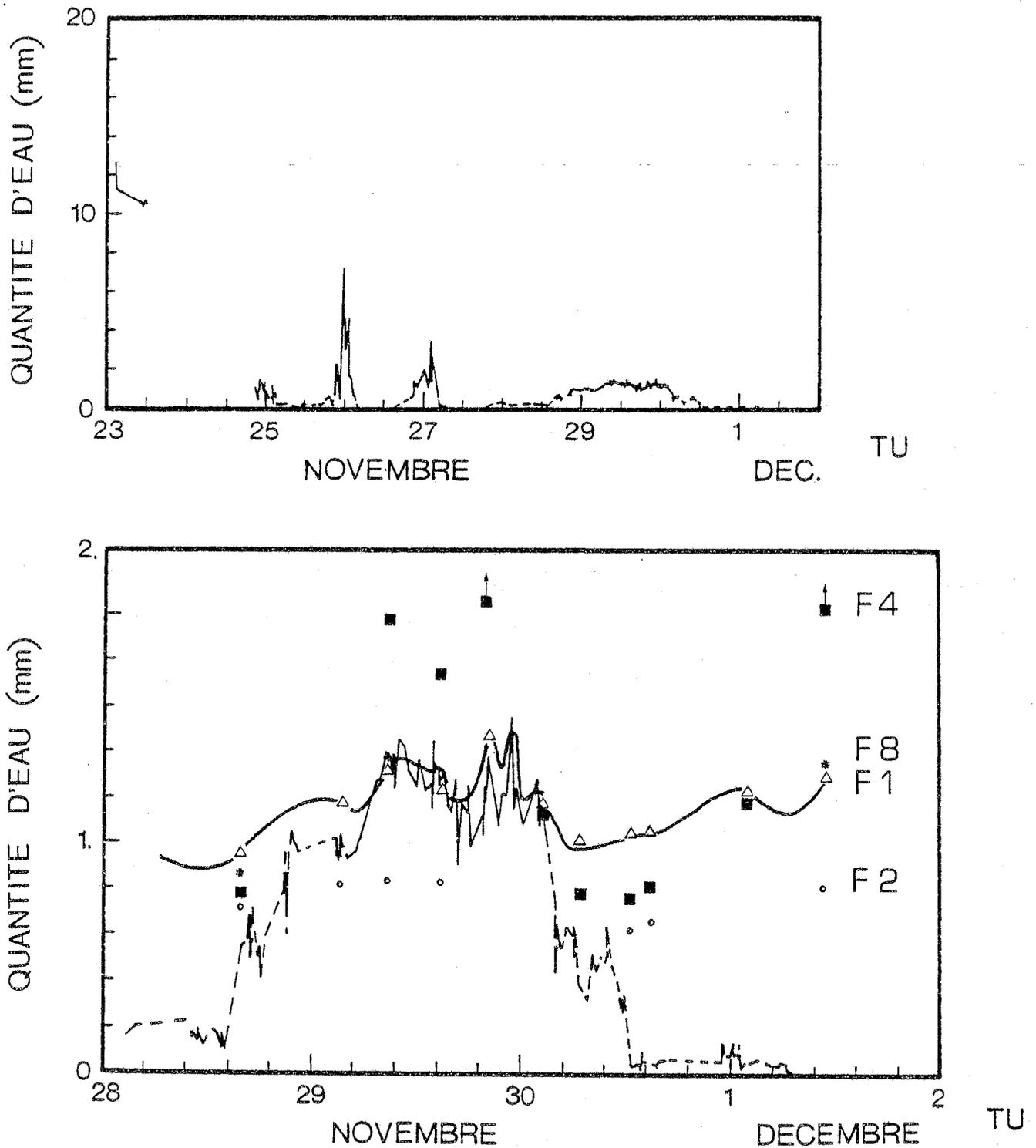


FIGURE 17 - Quantité d'eau déterminée lors de la campagne d'observation :

Durée totale de la campagne (en haut) - Période d'observation (en bas)

Valeurs déduites des mesures d'humidité relative et de température (--- pour HR < 10 %, ——— sinon), ou des mesures de l'émission atmosphérique (F1, F2, F8 et F4) et valeurs retenues (————)

où h est la hauteur d'eau exprimée en mm, P_{sat} la pression de vapeur saturante de l'eau en mb, et HR l'humidité relative, et où l'échelle de hauteur de la vapeur d'eau a été prise égale à 2 km.

L'accord trouvé entre ces mesures est bon pour les filtres F1, F8 (deux mesures seulement) et les mesures au sol lorsque $h > 1$ mm. Lorsque $h < 1$ mm, les mesures au sol peuvent être considérées comme peu fiables compte tenu du faible pourcentage d'humidité relative et de la mauvaise précision des hygromètres dans ce domaine. L'humidité mesurée a fréquemment été inférieure à 3 % (voir Figure 9), voire même nulle, ce qui est peu vraisemblable, malgré l'exceptionnelle qualité du site. Les mesures obtenues avec le filtre 4 et dans une moindre mesure le filtre 2 sont en moins bon accord avec les autres mesures, ce qui peut être attribué à la faible dépendance de l'émission du ciel en fonction de la quantité d'eau pour ces filtres (raies saturées). Une petite erreur sur la détermination de la température entraîne alors une grande sur la hauteur d'eau calculée.

La hauteur d'eau retenue lors des observations est portée en fonction du temps sur la Figure 17 ; les mesures météorologiques ont permis de compléter la courbe lorsque nous ne disposions pas de mesure directe de l'émission. La résolution temporelle retenue est de une heure. La transmission a alors été calculée sur ordinateur à partir de ces hauteurs d'eau, à l'élévation moyenne de la source et avec le filtre utilisé pour chaque observation.

II.3. DETERMINATION DE LA BANDE PHOTOMETRIQUE EFFICACE

Une bande photométrique peut être caractérisée par le nombre d'onde effectif $\sigma_i \text{ eff}$ et la largeur efficace $\Delta\sigma_i \text{ eff}$ définis par :

$$\sigma_i \text{ eff}(e, h, T) = \frac{\int_{\sigma} S_{\sigma}(T) X_{\sigma}(e, h) F_{\sigma, i} d\sigma}{\int_{\sigma} S_{\sigma}(T) X_{\sigma}(e, h) F_{\sigma, i} d\sigma}$$

$$\Delta\sigma_i \text{ eff}(T) = \frac{\int_{\sigma} S_{\sigma}(T) F_{\sigma, i} d\sigma}{S_{\sigma_i \text{ eff}}(T)}$$

Les valeurs obtenues pour $\sigma_i \text{ eff}$ ont été calculées. Elles ont été portées en fonction de la quantité d'eau sur la ligne de visée $h/\sin e$ pour les deux types de spectres de sources envisagés (Figure 18), pour la bande large (filtre 8), la plus utilisée. $\sigma_8 \text{ eff}$ dépend peu de la quantité d'eau et peut être pris égal à 11.5 cm^{-1} tant que $h/\sin e < 3 \text{ mm}$ pour le spectre de type "poussières" et $T = 15\text{K}$. Pour ce même spectre, $\Delta\sigma_8 \text{ eff}$ vaut 3.8 cm^{-1} .

Nous sommes maintenant en mesure de calculer l'intensité ($\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} / \text{cm}^{-1}$) du signal astronomique S d'après les valeurs numérisées :

$$I(\sigma_i \text{ eff}) - I_i \text{ ref} = \frac{\Delta S}{\text{GN.GC.GA.GPA} \times 2/\pi K} \frac{J_i}{\Delta\sigma_i \text{ eff}} \frac{1}{X_i (h/\sin e)}$$

où $I_i \text{ ref}$ est le niveau du faisceau de référence dans la bande i .

II.4. LOBE INSTRUMENTAL

Disposant de mesures sur la Lune présentant un très bon rapport signal/bruit, c'est sur elle que le lobe instrumental a été déterminé. Les dimensions du lobe attendu et de la Lune étant comparables, nous avons procédé à une déconvolution bi-dimensionnelle de nos observations par des mesures existantes, de grande résolution :

$$M(\theta, \phi) = L(\theta, \phi) * F(\theta, \phi)$$

où (θ, ϕ) est un système de coordonnées polaires dont θ est l'élongation et ϕ l'angle polaire, M désigne nos observations, L les mesures à grande résolution sur la Lune et F le lobe instrumental, ou réponse impulsionnelle, cherché. M et L sont exprimés en unités de brillance (Degrés Kelvin Rayleigh-Jeans, par exemple) et F est normalisé ($\iint F(\theta, \phi) \theta d\theta d\phi = 1$).

La détermination de $F(\theta, \phi)$ a été faite à un facteur multiplicatif près, M et L n'étant pas exprimés dans les unités requises, puis $F(\theta, \phi)$ a été normalisé. Nous aborderons les aspects non géométriques de la convolution dans le paragraphe suivant.

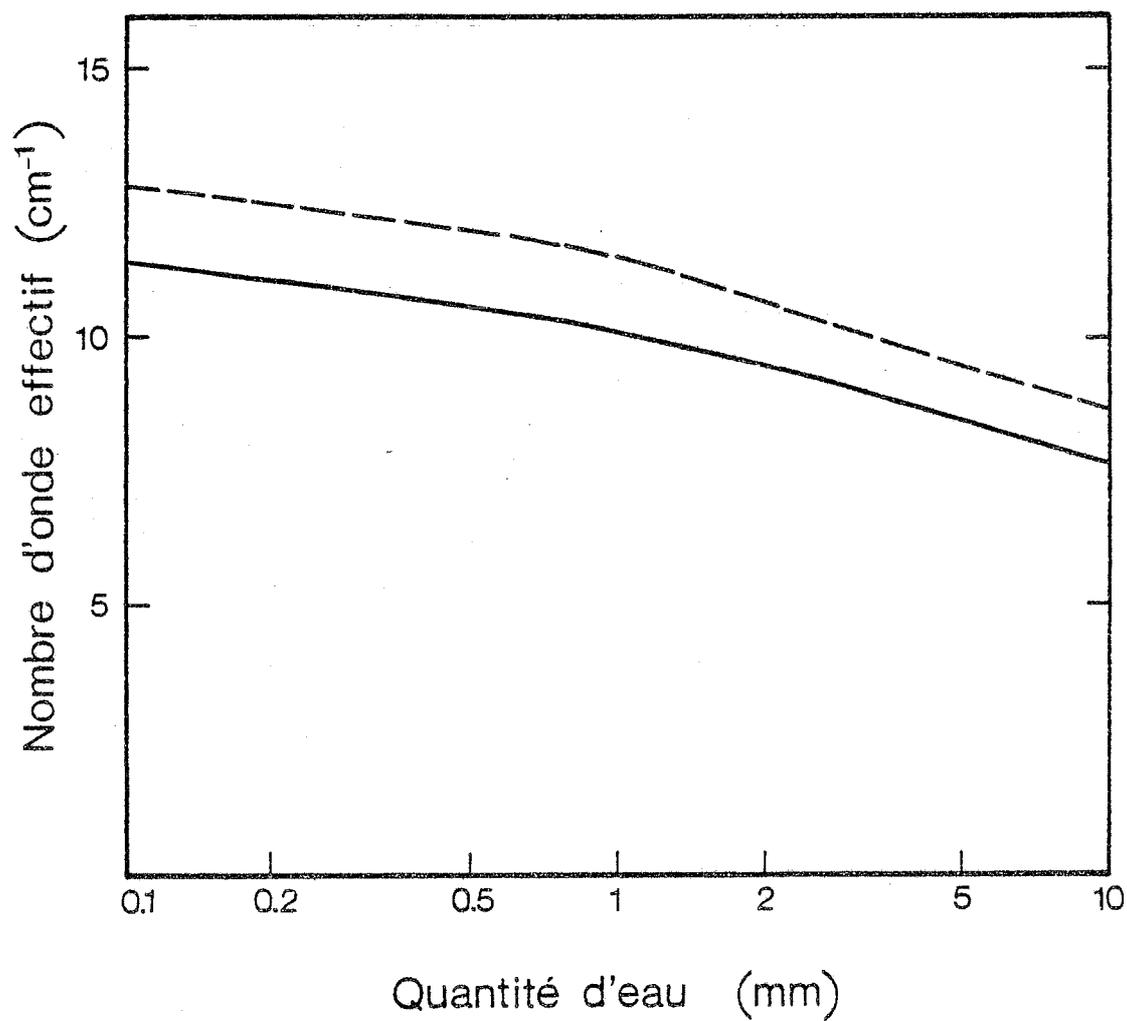


FIGURE 18 - Nombre d'onde effectif lors de l'observation :
d'un spectre de type "poussières" (T = 15 K, émissivité en σ^2)
d'un spectre de corps noir (T = 300 K)
avec le filtre F8 en fonction de la quantité d'eau
sur la ligne de visée

Les cartographies des diverses phases de la Lune à 3.3 mm de B. GARY et al. (1965), avec une résolution de 2.8' arc ont été utilisées pour déterminer $L(\theta, \phi)$. Lors de nos observations (30 novembre 1982), la phase de la Lune valait 180° (pleine Lune) et son diamètre apparent 33' arc.

Ces observations ont été menées avec la bande photométrique large (filtre 8 et grand bolomètre), établissant la longueur d'onde moyenne à 1 mm environ. Compte tenu de la précision recherchée pour le lobe, les différences spatiales entre les mesures à 3.3 mm et à 1 mm n'ont pas été introduites dans les calculs (W.D. Eve et al., 1977).

Le lobe a été cherché par itérations sous la forme (non normalisée) :

$$F(\theta) = \lambda \cdot e^{-(\theta/\theta_{1/2})^2} + (1 - \lambda) \sup(0, \cos \frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_c})^{1/4}$$

paramétrée par λ , $\theta_{1/2}$ et θ_c . L'écart quadratique moyen entre la convolution $L * F$ et M est minimal pour :

$$\lambda = 0.7, \theta_{1/2} = 16' \text{ arc}, \theta_c = 15' \text{ arc}$$

(Figures 19 et 20).

La symétrie polaire est bien vérifiée pour ces mesures obtenues à partir de balayages à la vitesse lente, 0.6° s^{-1} . L'angle solide efficace correspondant à ce lobe vaut :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\iint F(\theta) \theta^2 d\theta d\phi}{\iint F(\theta) \theta d\theta d\phi} = 0.8 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

c'est-à-dire un diamètre efficace de 35' arc.

Pour la vitesse rapide, 6° s^{-1} , la réponse de la chaîne de détection n'est plus instantanée à cause de la détection synchrone. Il en résulte deux effets :

- le signal du balayage aller est décalé par rapport au signal du balayage retour, fait déjà constaté pour la vitesse lente, mais à une moindre échelle,

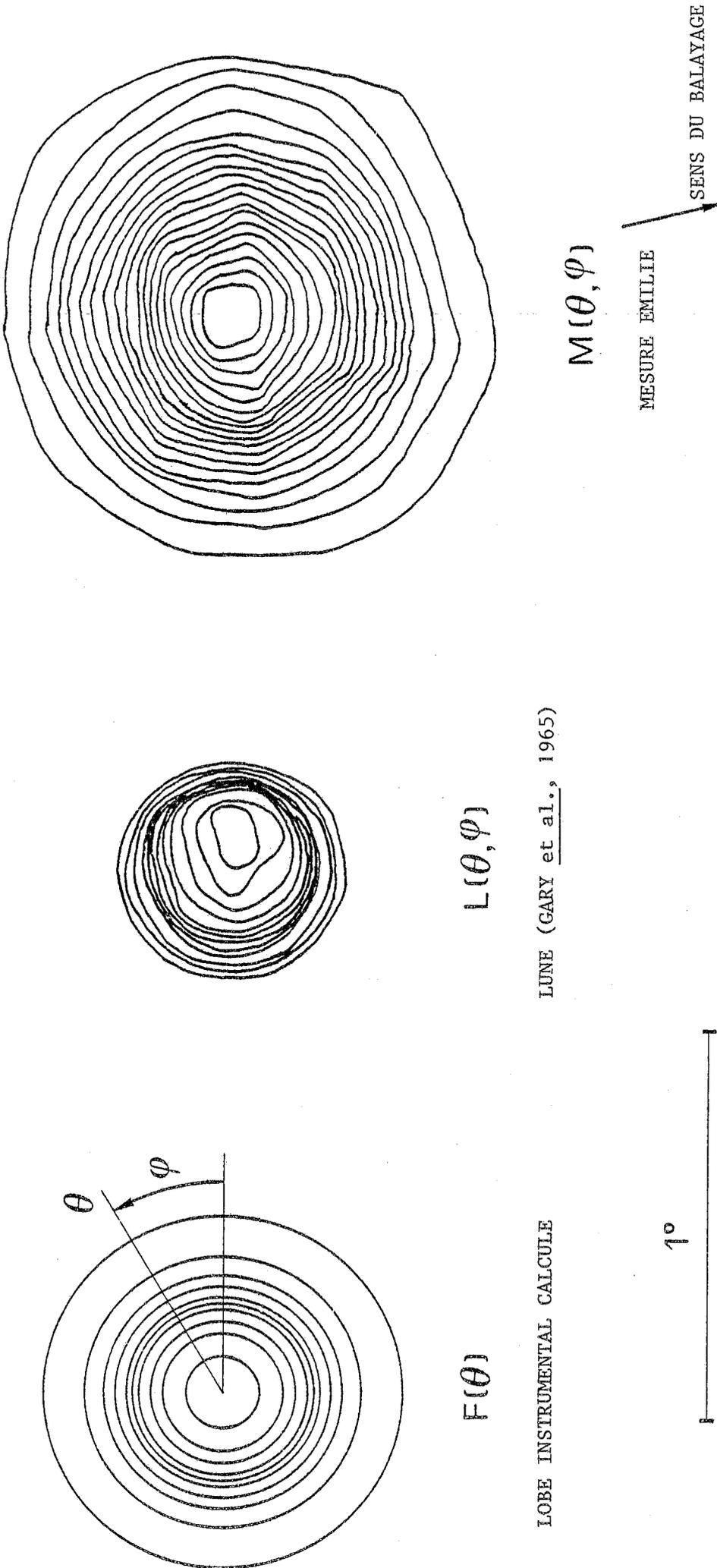
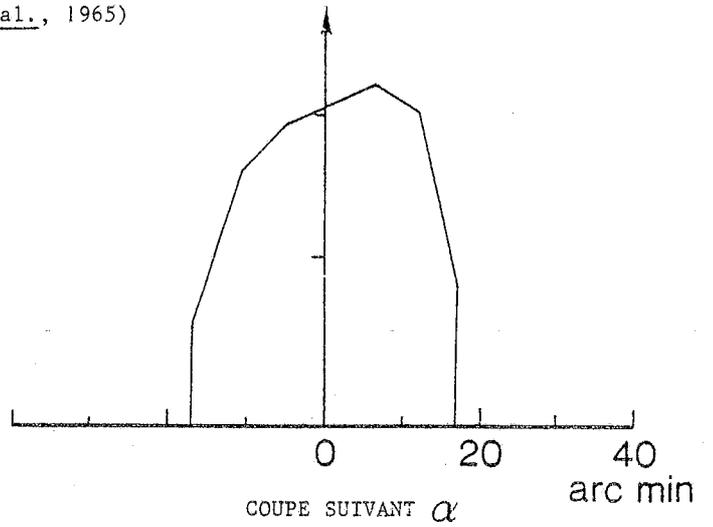
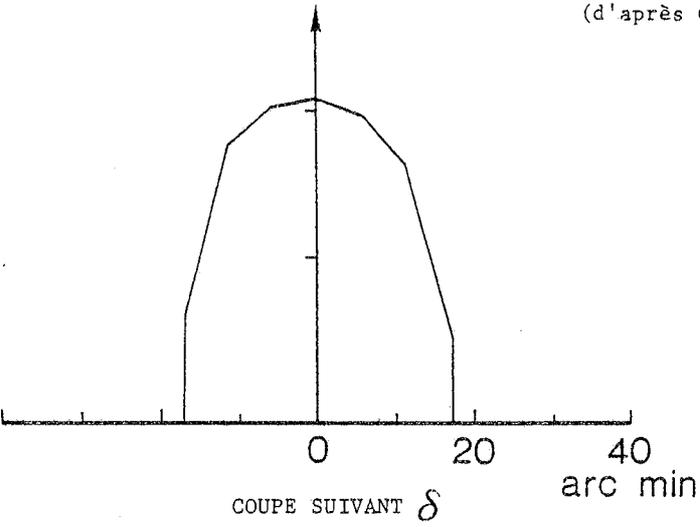


FIGURE 19 - Détermination du lobe instrumental

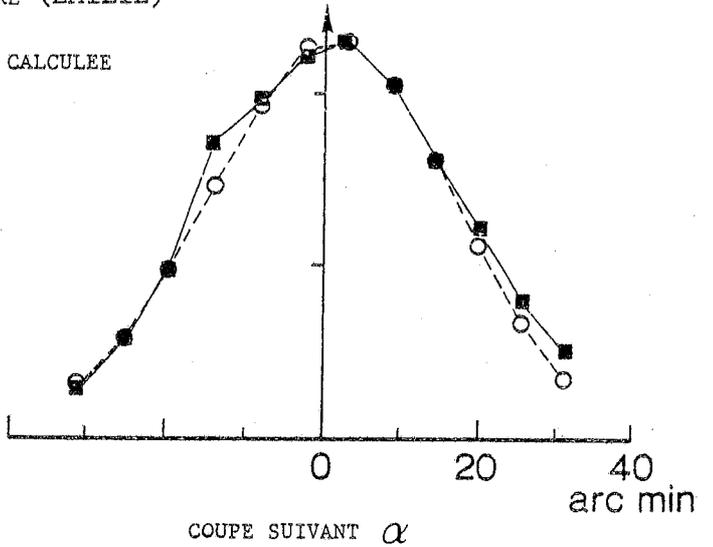
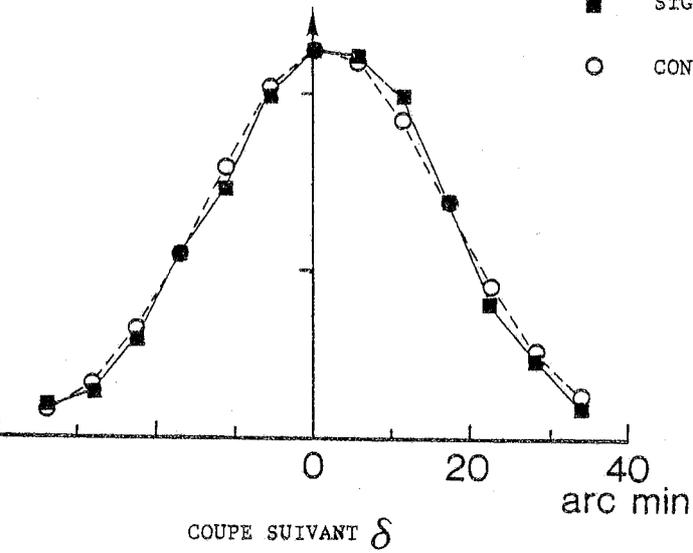
LUNE

(d'après GARY et al., 1965)



LUNE

- SIGNAL MESURE (EMILIE)
- CONVOLUTION CALCULEE



LOBE INSTRUMENTAL (APRES DECONVOLUTION)

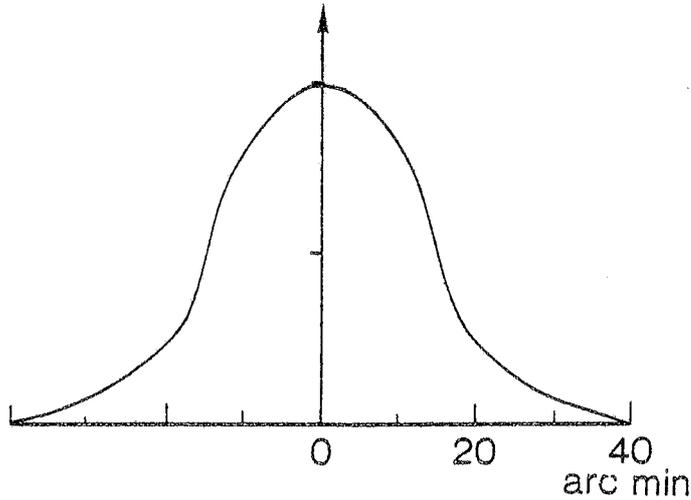


FIGURE 20 - Détermination du lobe expérimental

- le signal est dilué temporellement.

Le premier effet a été pris en compte en décalant en azimut les allers (retours) d'un angle α (respectivement $-\alpha$) qui a été mesuré d'après les observations de la Lune :

$$\alpha = \frac{10}{3} \tau \omega$$

où ω est la vitesse du balayage, et τ la constante de temps d'intégration de la détection synchrone. Pour $\omega = 6^\circ \text{ s}^{-1}$ et $\tau = 30 \text{ ms}$, $\alpha = 0.6^\circ$.

Le deuxième effet a été considéré comme une dilution géométrique apparente du faisceau dans la direction du balayage (azimut). Ainsi, les mesures sur la Lune faites à grande vitesse ont été déconvoluées avec un lobe de la forme :

$$G(\theta_a, \theta_e) = \lambda \times 2 \frac{\mu \theta_a^2 + \theta_e^2}{\theta^2}{}^{1/2} + (1 - \lambda) \sup \left(0, \cos \frac{\pi}{2} \frac{(\mu \theta_a^2 + \theta_e^2)^{1/2}}{\theta_c} \right)^{1/4}$$

où θ_a et θ_e sont les composantes de θ suivant l'azimut et l'élévation.

Le meilleur ajustement a été trouvé pour $\lambda = 0.8$, $\theta_{1/2} = 16'$, $\theta_c = 15'$ et $\mu = 0.8$. D'où :

$$\Omega_{\text{eff}} = 1.0 \cdot 10^{-4} \text{ sr (diamètre efficace : } 40') \text{ (Figure 21).}$$

Ce lobe n'est valable qu'à l'élévation à laquelle il a été déterminé (60°), puisqu'à vitesse azimutale ω_a fixée, la vitesse réelle ω_v sur le ciel varie avec l'élévation e :

$$\omega_v = \omega_a \cos e.$$

Si on suppose que Ω_{eff} varie linéairement avec ω_v :

$$\Omega_{\text{eff}}(e) = \Omega_{\text{eff}}(60^\circ) + \frac{\Omega_{\text{eff}}(60^\circ) - \Omega_{\text{eff}}(90^\circ)}{\cos 60^\circ - \cos 90^\circ} (\cos e - \cos 60^\circ)$$

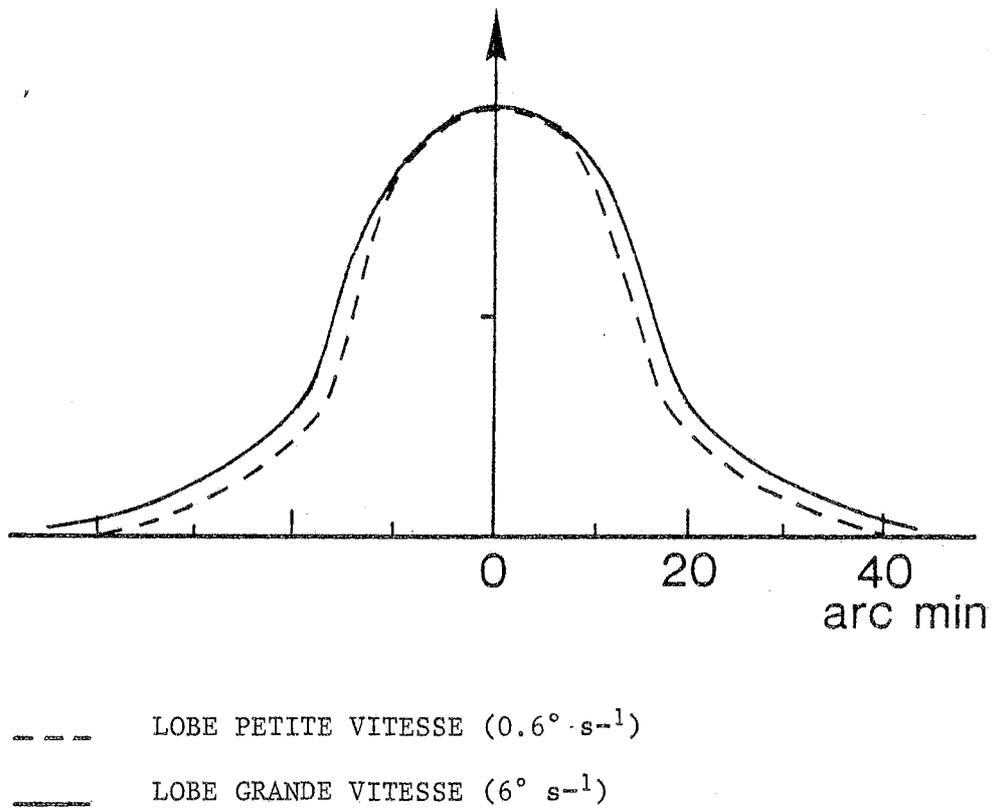


FIGURE 21 - Profils à élévation constante des lobes instrumentaux calculés,
suivant la vitesse du balayage

soit, pour $\Omega_{\text{eff}}(60^\circ) = 1.0 \cdot 10^{-4} \text{sr}$ et $\Omega_{\text{eff}}(90^\circ) = 0.8 \cdot 10^{-4} \text{sr}$
(équivalent au lobe statique ou à vitesse lente) :

$$\Omega_{\text{eff}}(e) = 1.0 \cdot 10^{-4} + 0.4 \cdot 10^{-4} (\cos e - 0.5).$$

II.5. TEMPERATURE DE BRILLANCE DE LA LUNE

A l'aide du lobe géométrique normalisé trouvé, la température de brillance moyenne dans le lobe a été calculée au maximum (lune centrée dans le lobe, en bonne approximation) d'après les mesures à grande résolution à 3.3 mm :

$$T_{3.3 \text{ lent}} = \iint L(\theta, \phi) F(\theta, \phi) \theta \, d\theta d\phi$$

$$T_{3.3 \text{ rap}} = \iint L(\theta, \phi) G(\theta, \phi) \theta \, d\theta d\phi$$

où F et G sont les lobes normalisés à petite et grande vitesses.
Après intégration numérique :

$$T_{3.3 \text{ lent}} = 139 \text{ K}$$

$$T_{3.3 \text{ rap}} = 115 \text{ K.}$$

Les valeurs ont été comparées à celles trouvées à 1 mm après calibration de nos mesures, au maximum de réception :

$$T_1 \text{ lent} = 152 \text{ K}$$

$$T_1 \text{ rap} = 130 \text{ K.}$$

Il en résulte : $\frac{T_1}{T_{3.3}} = 1.09$ et 1.13 respectivement.

Ces valeurs sont en bon accord avec le rapport des valeurs moyennes de la température au centre du disque lunaire lors de sa rotation, à 1 et 3.3 mm trouvé par LOW et DAVIDSON (1965) :

$$\frac{T_1'}{T_{3.3}'} = \frac{213}{196} = 1.09.$$

II.6. TEMPERATURE DE BRILLANCE DE JUPITER

Les mesures sur Jupiter corrigées de l'absorption atmosphérique (Figure 22) donnent une température de brillance moyennée dans le lobe égale à 30 mK. La dilution de Jupiter dans le lobe vaut :

$$d = \frac{\Omega_{\text{Jup}}}{\Omega_{\text{eff}}}$$

Pour la date des observations (28 novembre 1982), le diamètre apparent de Jupiter était de 30", donc Ω_{Jup} , angle solide sous lequel Jupiter était visible depuis la Terre, valait $1.7 \cdot 10^{-8}$ sr. Les observations étant faites à l'élévation 52° :

$$\Omega_{\text{eff}} = 1.05 \cdot 10^{-4} \text{ sr} \quad \text{et } d = 1.6 \cdot 10^{-4}.$$

D'où une température de brillance pour Jupiter :

$$T_{\text{Jup}} = 188 \text{ K.}$$

Les valeurs trouvées avec des instruments plus adaptés (champ de vue plus petit) pour la même longueur d'onde (1 mm) sont de $168 \pm 8\text{K}$ (WERNER et al., 1978) et de $163 \pm 18\text{K}$ (CUNNINGHAM et al., 1981). L'écart entre notre mesure et la moyenne de celles-ci est de 14 %.

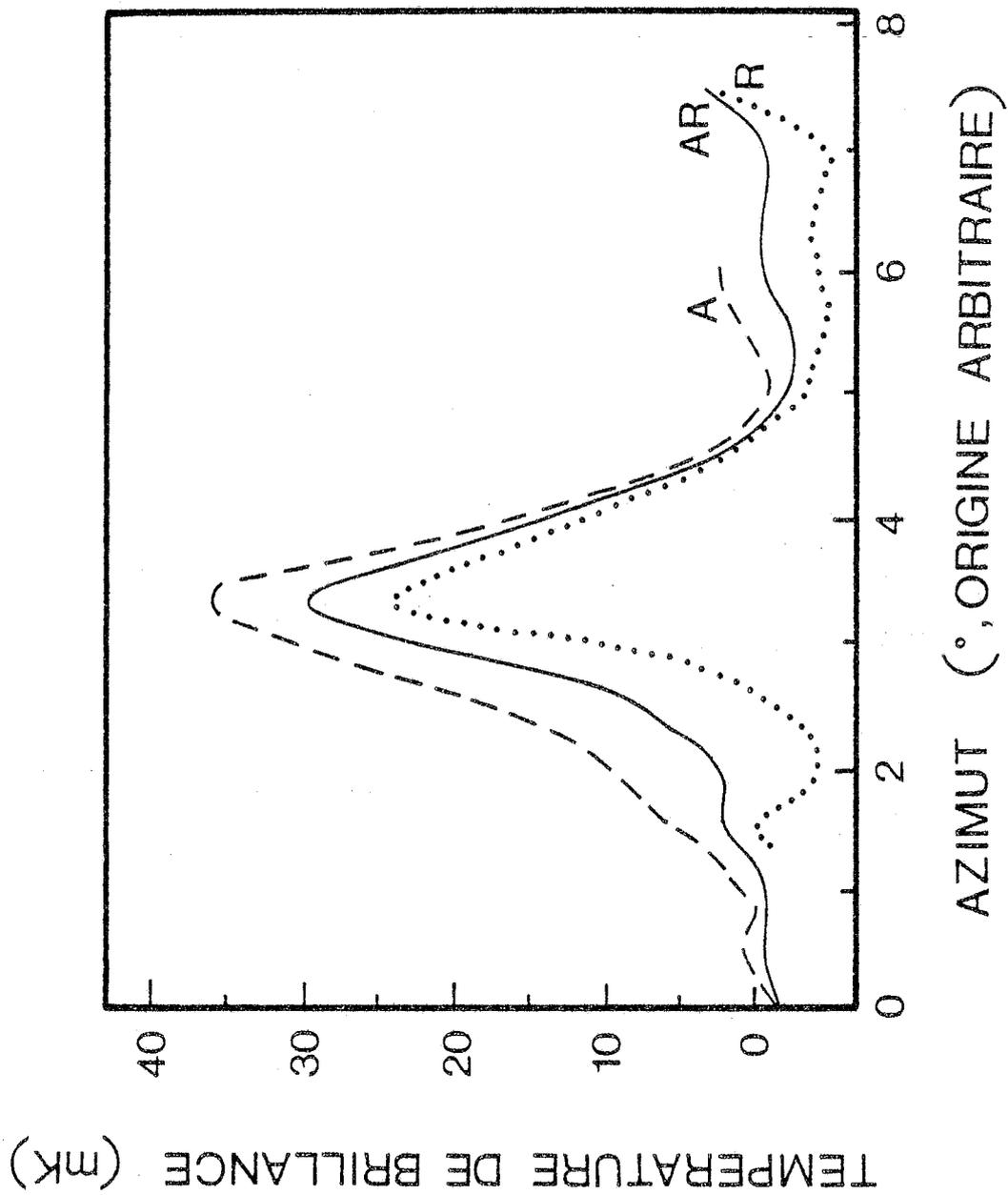


FIGURE 22 - Jupiter. Somme de 100 allers-retours, après soustraction de la ligne de base

III. STRUCTURE DE L'EMISSION ATMOSPHERIQUE

III.1. RAISONS DE CETTE ETUDE

L'absence de mesures submillimétriques de l'émission atmosphérique à grande échelle (plus de 1 degré) avant l'expérience EMILIE laissait subsister un doute quant à la possibilité de mesures astronomiques à grande échelle dans ce domaine de longueur d'onde à partir du sol.

Une visualisation rapide de l'évolution temporelle de l'émission d'une coupe de l'atmosphère à élévation constante (Figure 23) nous montre combien il est nécessaire de connaître les propriétés du bruit atmosphérique : l'amplitude des fluctuations est de l'ordre de 200 mK (bande photométrique F8), alors que les flux attendus des sources astronomiques sont de l'ordre de la dizaine de mK ! (Tous les flux sont exprimés en température de brillance, l'approximation de Rayleigh-Jeans étant justifiée dans notre cas).

Nous allons donc approfondir nos connaissances dans ce domaine à l'aide d'observations effectuées dans une partie du ciel à priori vide de sources astronomiques.

III.2. STRUCTURE SPATIALE ET TEMPORELLE DE L'ATMOSPHERE

Les observations en vue de l'étude atmosphérique ont été faites avec des balayages de grande amplitude (25° sur le ciel).

Le bruit dû à la chaîne de mesure est de l'ordre de 10 mK, qui s'additionnent au signal d'origine atmosphérique. Les fluctuations de l'émission thermique des miroirs sont petites devant celles de l'atmosphère : une variation de leur température égale à 0.1 K aux échelles de temps qui nous intéressent (la minute), correspond pour 4 miroirs d'émissivité égale à 5%, à 20 mK Rayleigh-Jeans.

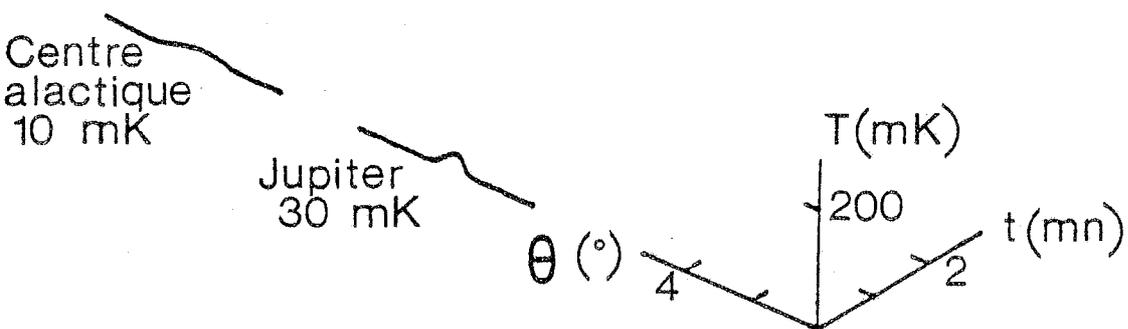
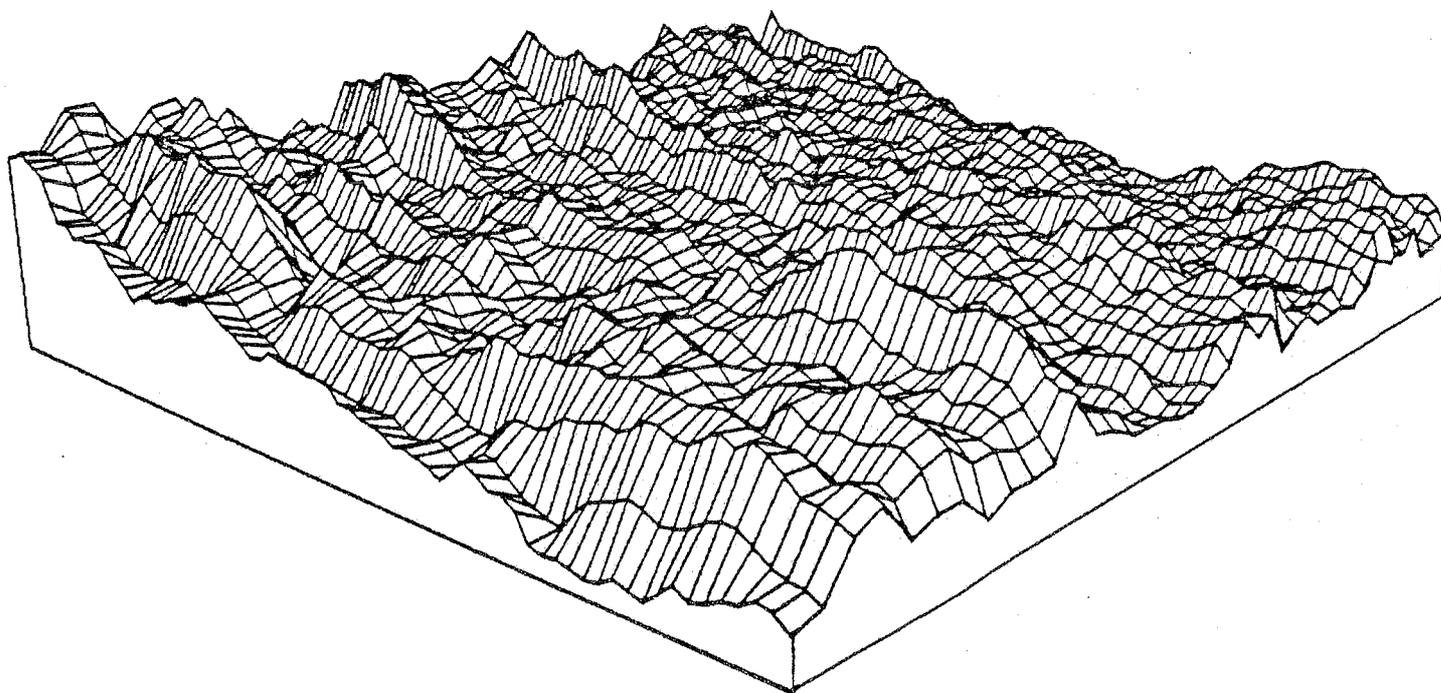


FIGURE 23 - Evolution temporelle d'une coupe de l'atmosphère à élévation fixée
(Origine des températures : 100 K environ)

L'étude qui suit porte sur une période de 15 minutes, le 30 novembre 1982, à 15 heures (locales). Les mesures du signal étant faites de manière différentielle, nous nous intéresserons aux différences $(T - \langle T \rangle)$ entre la température de brillance T de l'atmosphère et sa valeur moyenne $\langle T \rangle$ spatiale ou temporelle sur l'intervalle d'observation.

La fonction d'autocorrélation temporelle de ces différences est définie par :

$$A(\Delta t) = \frac{\langle (T(t + \Delta t) - \langle T(t + \Delta t) \rangle)(T(t) - \langle T(t) \rangle) \rangle}{\langle (T(t) - \langle T(t) \rangle)^2 \rangle}$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$A(\Delta t) = 1 - \frac{C(\Delta t)^2}{2B^2} \quad \text{où :}$$

$$C(\Delta t) = \left(\langle (T(t + \Delta t) - T(t))^2 \rangle - \langle T(t + \Delta t) - T(t) \rangle^2 \right)^{1/2}$$

est l'écart quadratique moyen des différences de température entre les instants t et $t + \Delta t$ et où :

$$B = \left(\langle T(t)^2 \rangle - \langle T(t) \rangle^2 \right)^{1/2}$$

est l'écart quadratique moyen temporel de la température d'émission.

$C(\Delta t)$ a été calculé pour chaque point observé et moyenné quadratiquement sur l'ensemble de ces points (Figure 24). Par la même méthode, B a été trouvé égal à 60 mK. On en déduit que :

- la corrélation des écarts de température à la moyenne est inférieure à 20 % au-delà de une minute environ ;
- pour une seconde, elle est encore de 85 % (Figure 25).

De même, la fonction d'autocorrélation spatiale des différences entre la température et sa valeur moyenne peut s'écrire :

$$D(\Delta \theta) = 1 - \frac{F(\Delta \theta)^2}{2E^2} \quad \text{où :}$$

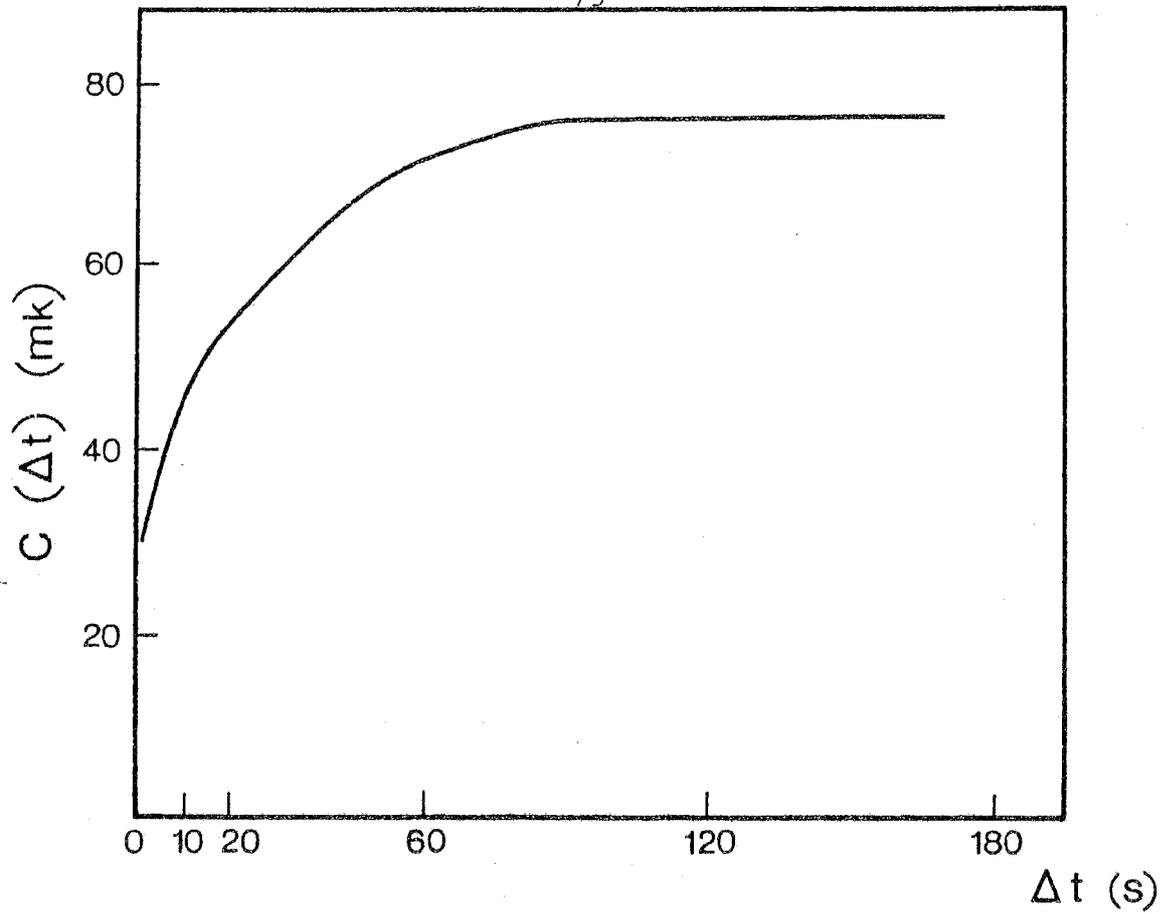


FIGURE 24 - Dispersion moyenne de l'écart de brillance en un point en fonction de l'écart temporel séparant les mesures

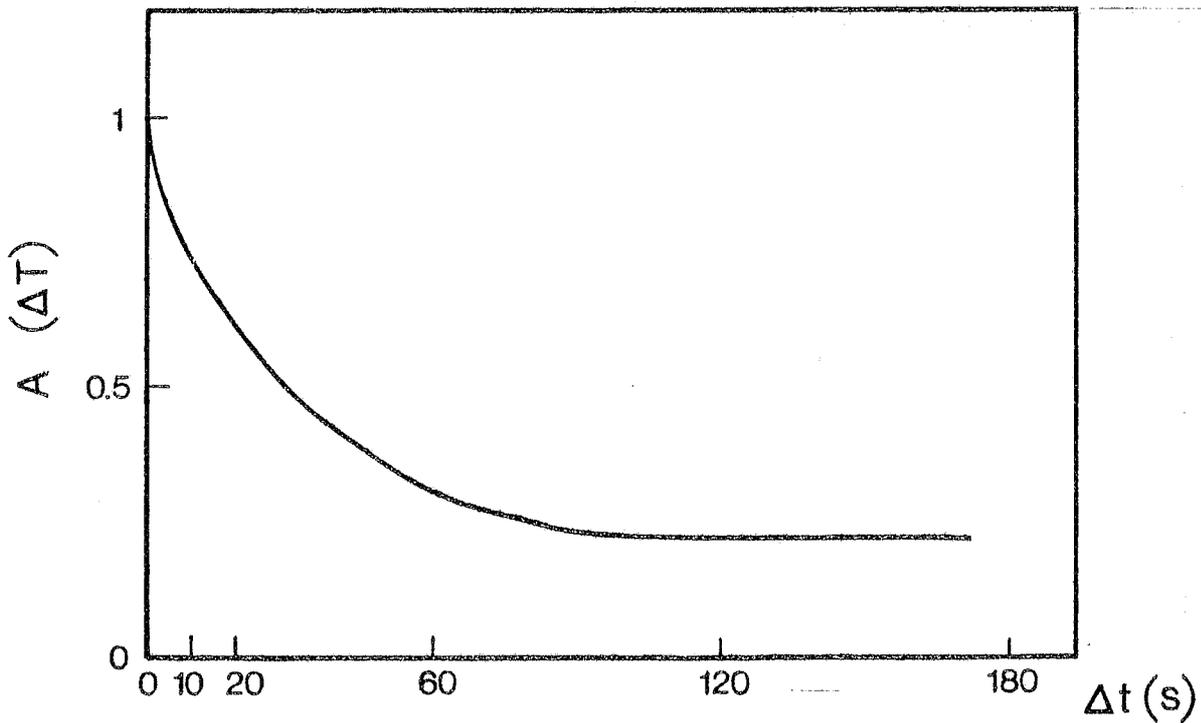


FIGURE 25 - Fonction d'autocorrélation temporelle de l'atmosphère

$$F(\Delta\theta) = (\langle (T(\theta + \Delta\theta) - T(\theta))^2 \rangle - \langle T(\theta + \Delta\theta) - T(\theta) \rangle^2)^{1/2}$$

calculée à t fixé est la fonction de structure de la température de brillance de l'atmosphère et où :

$E = (\langle T(\theta)^2 \rangle - \langle T(\theta) \rangle^2)^{1/2}$ est son écart quadratique moyen spatial.

$F(\Delta\theta)$ n'est pas accessible à la mesure (pas de mesures simultanées). Par contre :

$$G(\Delta\theta) = (\langle (T(\theta + \Delta\theta, t + \Delta t) - T(\theta, t))^2 \rangle - \langle T(\theta + \Delta\theta, t + \Delta t) - T(\theta, t) \rangle^2)^{1/2}$$

pour $\Delta t = \frac{\theta}{\omega}$ où ω est la vitesse du balayage, a été représenté sur la Figure 26 ($\omega = 3.5^\circ \text{ s}^{-1}$ sur le ciel). $C(\Delta t)$ est également porté sur cette figure pour $\Delta t \geq 1 \text{ s}$, soit $\Delta\theta \geq 3.5^\circ$. L'effet $C(\Delta t)$ de l'écart temporel entre les mesures à θ et $\theta + \Delta\theta$ est de l'ordre de la moitié de l'écart quadratique $G(\Delta\theta)$ et doit être pris en compte pour pouvoir accéder à la fonction de structure $F(\Delta\theta)$.

Ces résultats préliminaires montrent l'importance qu'il y aura à effectuer ultérieurement un traitement spécialisé des données EMILIE en vue de l'étude approfondie de la structure de l'atmosphère. En particulier, la détermination exacte de la fonction de structure permettra de déterminer les limitations que l'atmosphère impose à la détection d'objets faibles et surtout étendus, dans le domaine submillimétrique.

Cette première analyse montre que pour des objets ayant une extension de l'ordre de 0.5° , le bruit d'atmosphère est plusieurs fois supérieur au bruit d'origine instrumentale.

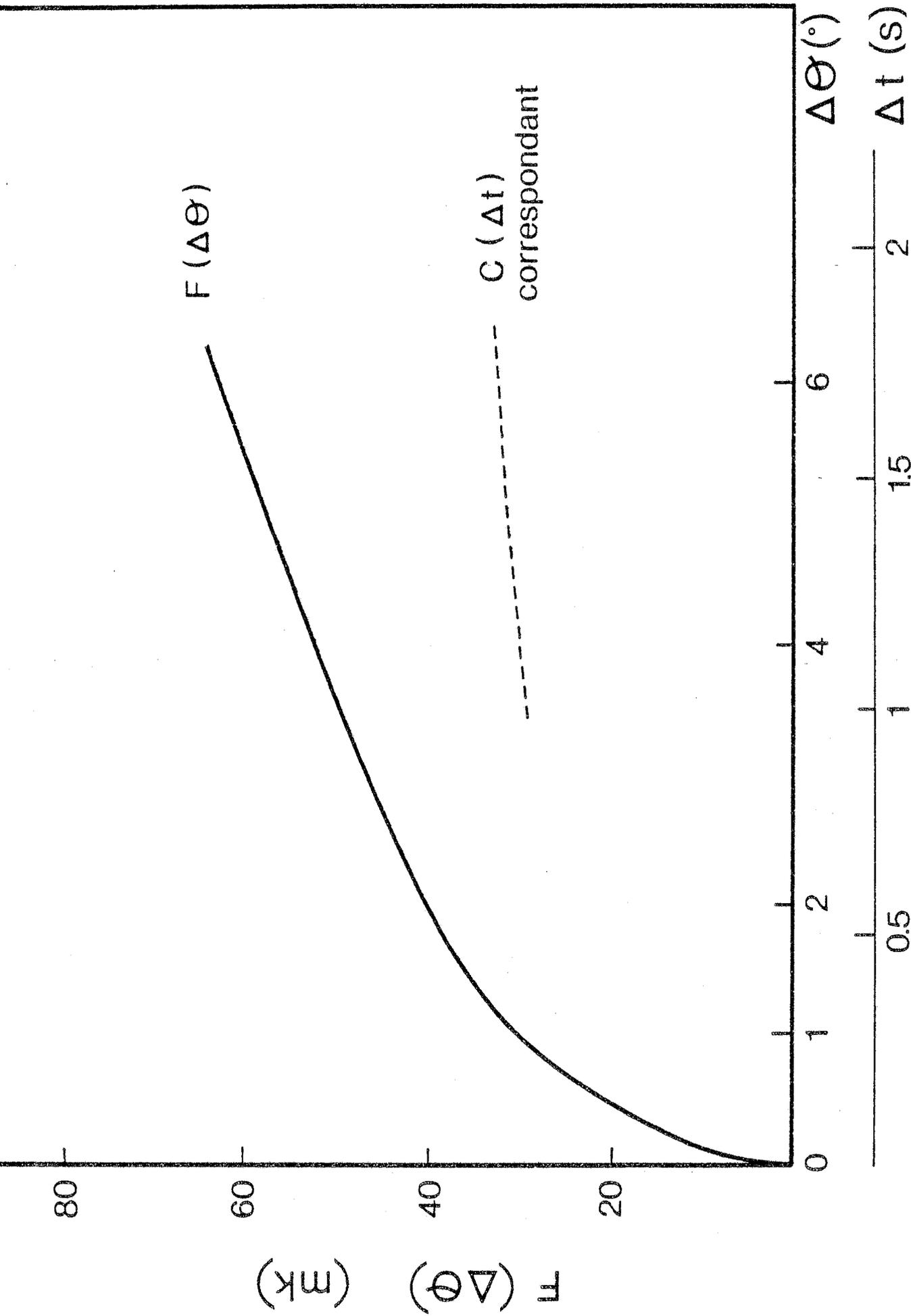


FIGURE 26 - Dispersion moyenne de l'écart de brillance du ciel entre 2 points en fonction de l'écart angulaire les séparant

III.3. ANALYSE DIMENSIONNELLE

Les structures en mouvement dans l'atmosphère responsables des fluctuations d'émission peuvent être caractérisées par une analyse dimensionnelle simple : dans le cas des observations du 30 novembre 1982, elles ont une extension angulaire θ de l'ordre de la dizaine de degrés et passent en des temps t de l'ordre de 30 secondes (Figure 27). Connaissant la vitesse du vent, v , valant 35 km/h lors de ces observations, nous pouvons en déduire :

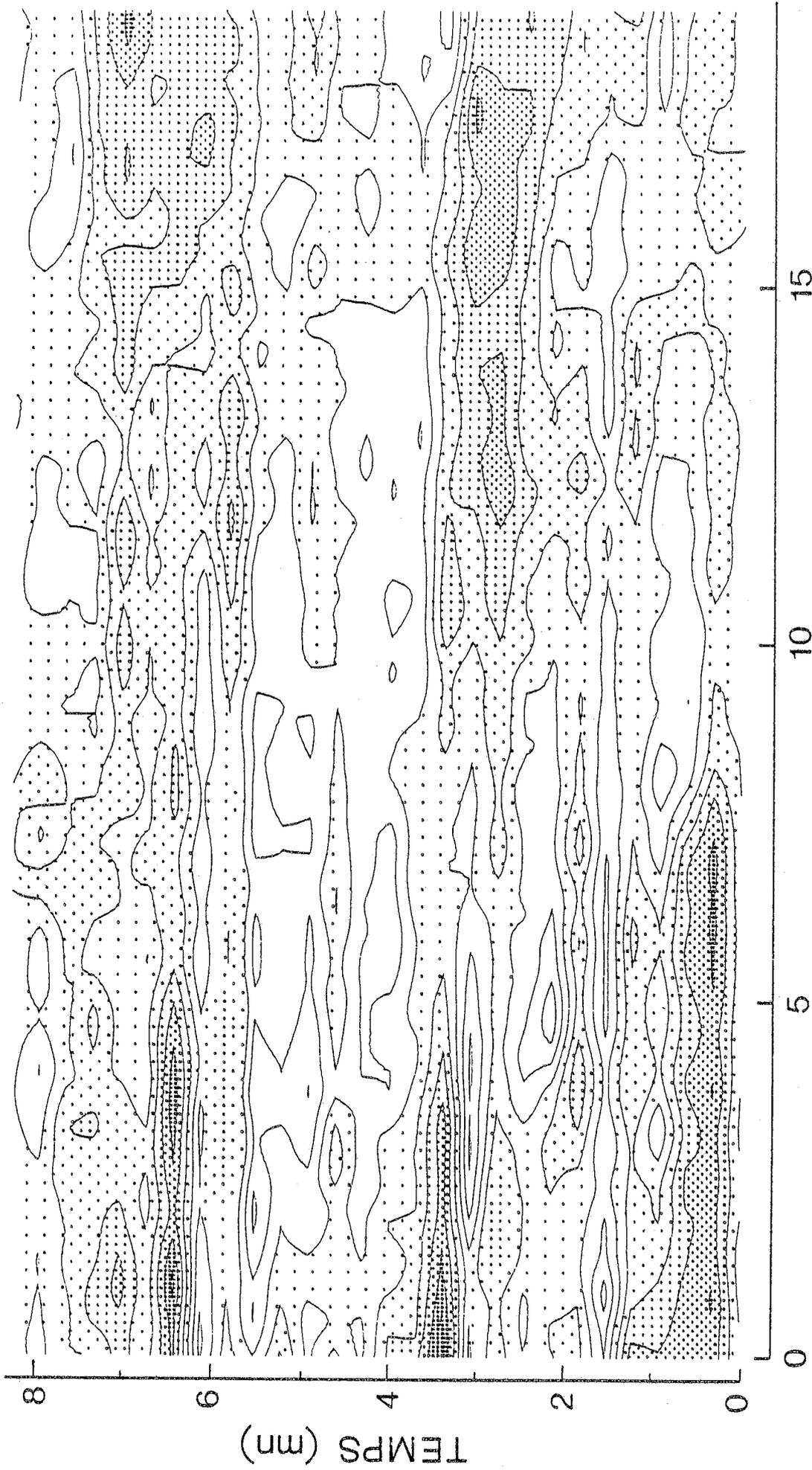
- leur dimension $d = vt$ soit 300 m environ
- leur distance $D = \frac{vt}{\theta}$ soit 1.7 km environ.

III.4. CONSEQUENCE POUR LE TRAITEMENT DES DONNEES

Nous avons étudié la dispersion des mesures pour un point donné du ciel en fonction de la durée d'intégration par point, en moyennant les mesures sur un nombre variable de balayages. Deux types de balayages avaient été utilisés lors des observations :

- des balayages rapides (6° s^{-1}),
- des balayages lents (0.6° s^{-1}).

Pour cette étude, une ligne de base appuyée sur les extrémités du balayage a été retirée pour se limiter aux fluctuations de l'émission atmosphérique (élimination d'une dérive linéaire). A temps d'observation égal (pas directement proportionnel au temps d'intégration car le temps de retournement du sens du balayage est de 1 seconde à vitesse rapide contre 0.1 seconde à vitesse lente), les observations en balayages rapides ont une dispersion environ trois fois moins élevée que celles en balayages lents. D'autre part, la dispersion décroît comme $n^{-0.5}$ en moyenne, n étant le nombre de balayages cumulés (Figure 28).



POSITION SUR LE CIEL (°)

FIGURE 27 - Evolution temporelle d'une coupe de l'atmosphère à élévation fixée
(équidistance des courbes de niveaux : 40 mK)

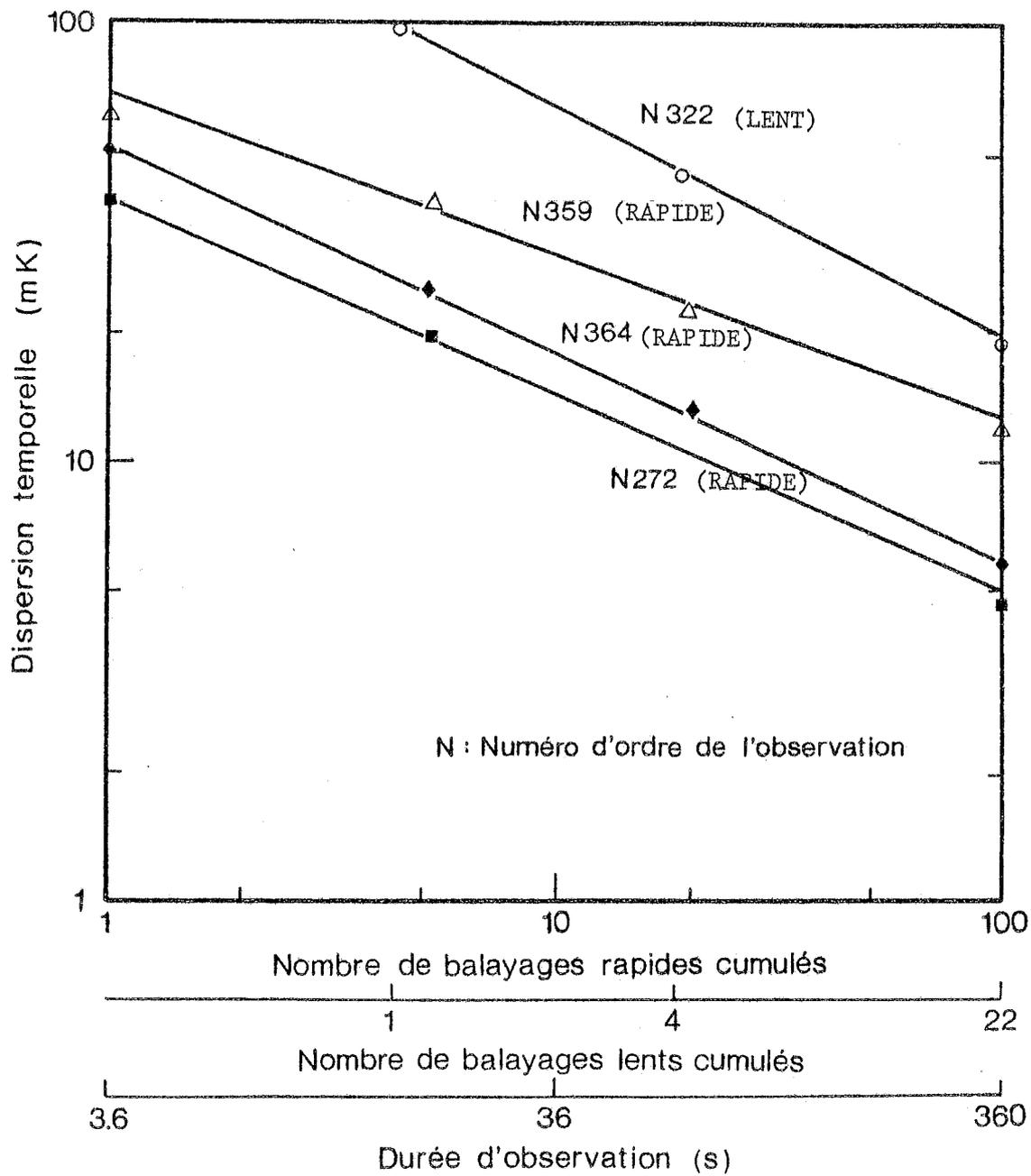


FIGURE 28 - Dispersion temporelle des mesures en fonction du nombre de balayages cumulés

Ces résultats ont deux conséquences principales :

- les observations en balayages lents ne permettront pas d'obtenir des limites de détection élevées. Ce fait a été vérifié par la suite, lors du dépouillement, puisque le plan galactique n'a pas été détecté en mode lent,
- la décroissance de la dispersion, voisine de $1/\sqrt{n}$, correspond à des mesures peu corrélées dans le temps. Par conséquent, la soustraction de la ligne de base a éliminé une grande partie des fluctuations atmosphériques responsables de la corrélation temporelle.

Ces fluctuations se manifestent donc à des fréquences temporelles basses, correspondant à des périodes de l'ordre de quelques secondes (durée d'un balayage aller rapide : 1.3 s). Par contre, les fluctuations aux fréquences spatiales élevées (que le retrait de la ligne de base ne change pas) ne sont pas corrélées à l'échelle de temps des balayages rapides (~ 1 s).

Ces constatations sont tout à fait cohérentes avec l'hypothèse du III.3., qui suppose un défilement des formations atmosphériques à vitesse constante. Les formations de petite taille (fréquences spatiales élevées) mettent en effet peu de temps (fréquences temporelles élevées) pour traverser le champ.

Pour un balayage lent, à l'intérieur du temps d'intégration sur la source, de l'ordre de 1 seconde (temps de transit dans le lobe instrumental), la corrélation temporelle reste supérieure à 85 %. Cette intégration n'améliore donc pratiquement pas la qualité de dispersion du signal : pour donner un ordre de grandeur, le gain sur la dispersion entre deux mesures à t et $t + \Delta t$ est de :

$\frac{1}{\sqrt{2}} (1 + C(\Delta t))^{1/2}$, soit pour $C(\Delta t) = 0.85$, un gain de 1.04 seulement.

Au contraire, pour une même durée d'observation, 5 balayages rapides pratiquement décorrélés après soustraction de la ligne de base permettent un gain sur la dispersion de $\sqrt{5} = 2.2$. Nous expliquons ainsi une partie du facteur 3 observé sur la dispersion entre les mesures lentes et rapides.

Les lignes de conduite adoptées pour le dépouillement ont donc été :

- le traitement prioritaire des observations menées en balayages rapides ;
- l'extraction des fluctuations à basses fréquences de l'atmosphère aussi poussée que possible, en tâchant toutefois d'affecter au minimum le signal astronomique attendu.

IV. TRAITEMENT DU SIGNAL

IV.1. PRINCIPE DE L'EXTRACTION

La soustraction de la ligne de base, minimum de traitement que l'on puisse faire avec l'hypothèse que le flux astronomique aux extrémités du balayage est nul, a permis de mettre en évidence le signal, avec cependant un trop faible rapport signal/bruit pour en déduire des valeurs de flux. Aussi a-t-il fallu procéder à une soustraction de la composante atmosphérique plus efficace : le signal apparaissant toujours à une position fixe sur le ciel (Figure 29) et avec une largeur attendue de l'ordre du degré (la largeur à mi-hauteur du plan galactique vaut 0.7° à $150 \mu\text{m}$ de longueur d'onde), nous avons cherché pour chaque balayage le polynôme de degré n ajustant au mieux les mesures à l'extérieur de la zone ainsi définie. Les résultats obtenus en fonction de n , et pour une largeur de fenêtre de 2 degrés en latitude galactique, centrée en $b_{II} = 0^\circ$, ont permis de fixer $n = 3$ pour une bonne extraction du signal avec des temps de calcul raisonnables (Figure 30). Pour une coupe du plan galactique obtenue en sommant 700 allers et retours, en pondérant chaque aller-retour par l'inverse de la valeur de sa dispersion spatiale afin de rendre prépondérants les balayages peu bruités, le rapport signal/bruit final obtenu est de l'ordre de 20. Le gain ainsi réalisé par rapport à un balayage brut est de 200 environ ! (Figure 31). Compte tenu de la largeur totale du signal, qui se trouve être égale à 1.5° en latitude galactique, valeur inférieure à la largeur de ce même type de mesures obtenues à $150 \mu\text{m}$, il est probable qu'une partie du flux astronomique a été retranchée en même temps que l'atmosphère. La comparaison avec ces données à $150 \mu\text{m}$ permet de penser que cette perte est de l'ordre de 20 %.

IV.2. MESURES OBTENUES AVEC L'EXPERIENCE EMILIE

Les balayages ont été sommés après le traitement pour éliminer la composante atmosphérique, dans une matrice (l_{II}, b_{II}) pour le plan galactique et $(\alpha_{50}, \delta_{50})$ pour les sources hors du plan.

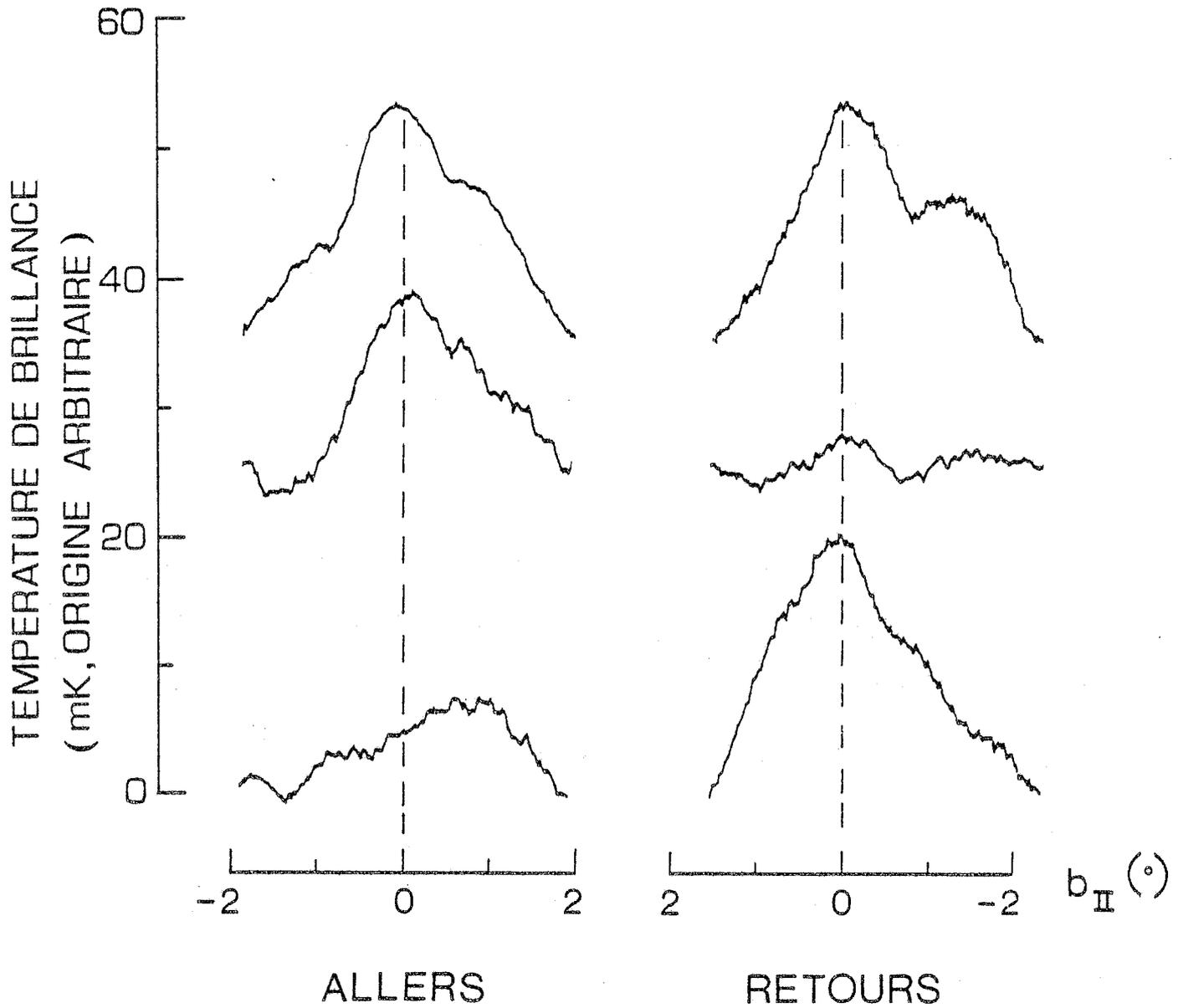


FIGURE 29 - Mise en évidence du signal issu du plan galactique avec un très faible rapport signal/bruit (de l'ordre de 1/2), par des sommes de 200 balayages
Une ligne de base appuyée sur les extrémités a été retirée

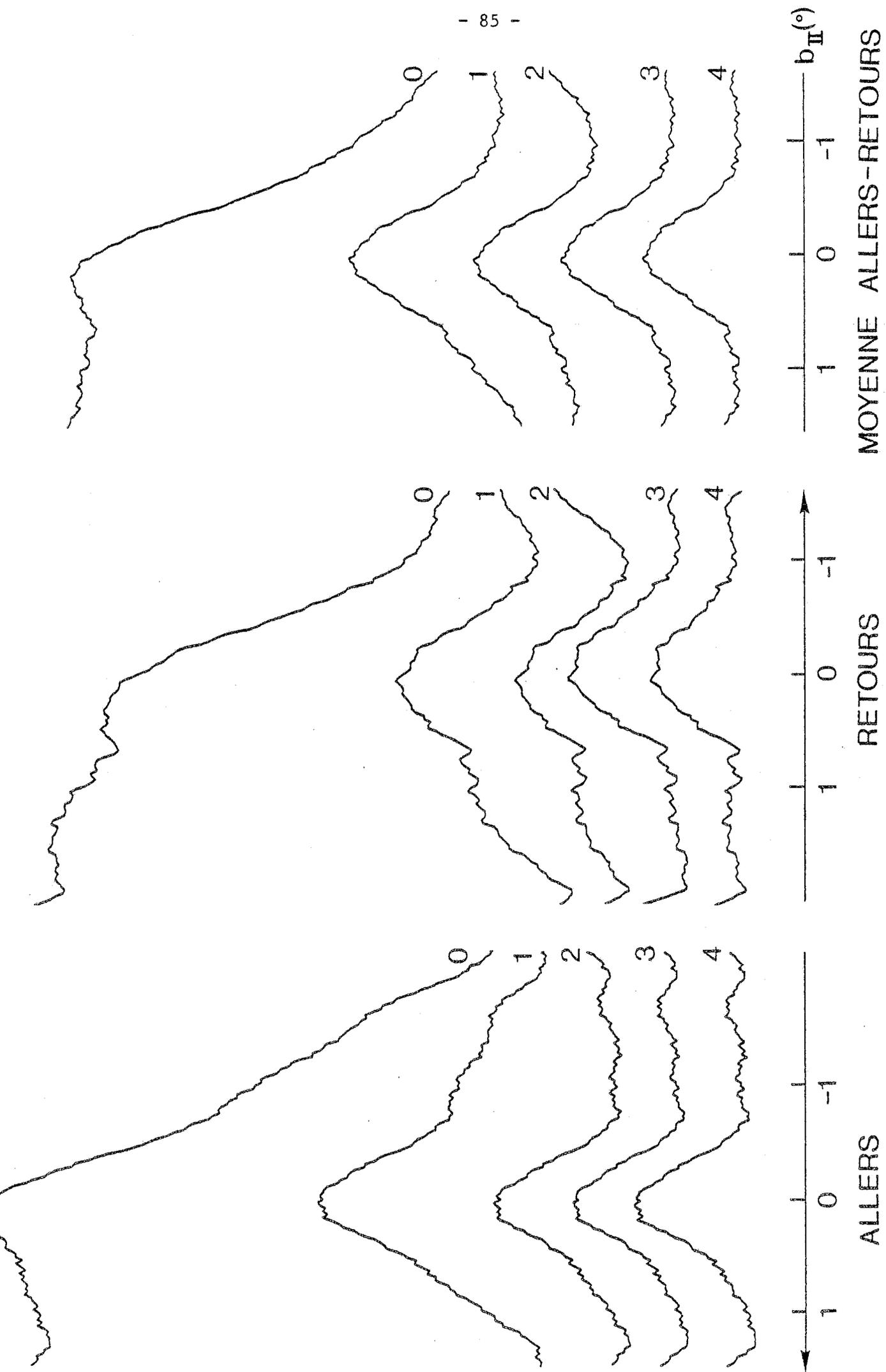
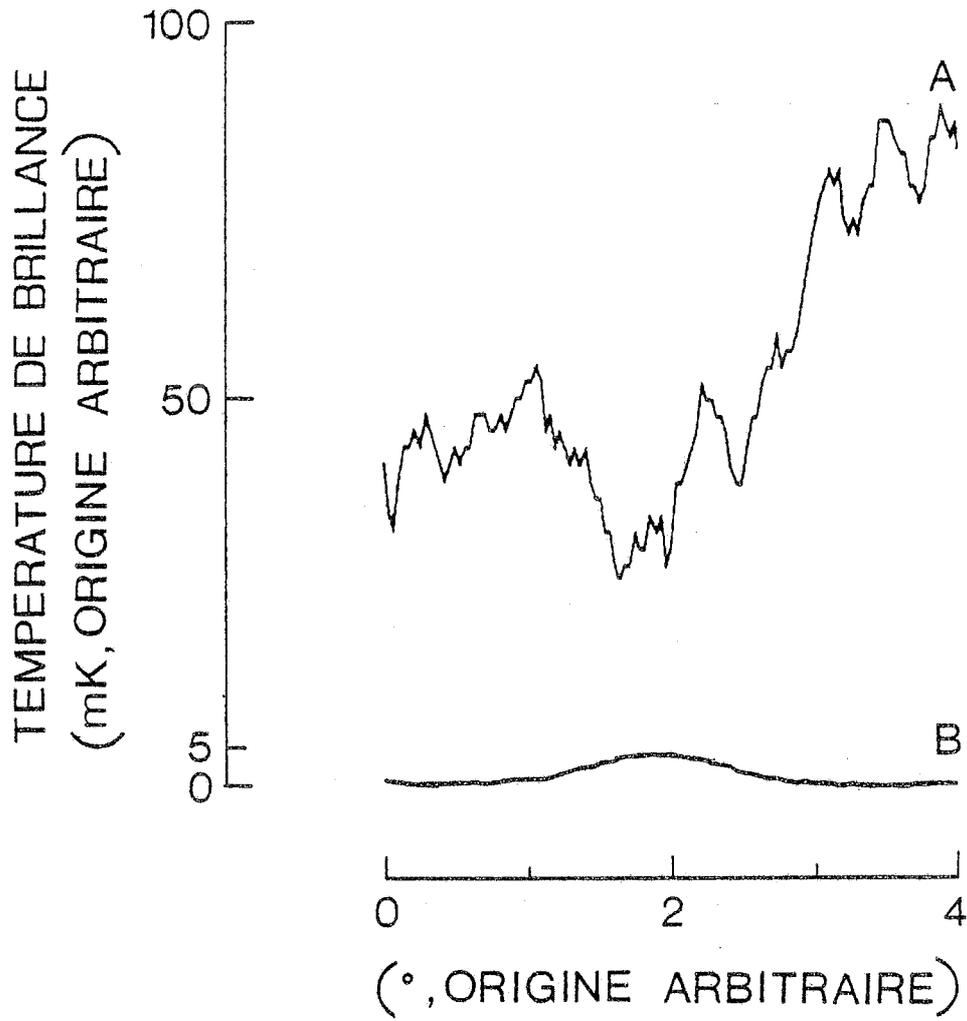


FIGURE 30 - Suppression des fluctuations atmosphériques : ajustement de chaque balayage par un polynôme de degré croissant (0 à 4) sur des sommes de 700 balayages



A : signal brut, 1 balayage aller

B : signal traité, 700 balayages allers-retours

FIGURE 31 - Résultat obtenu après traitement du signal

Compte tenu de la variabilité des qualités de l'atmosphère, le bruit du ciel a changé d'un facteur allant jusqu'à trois lors des observations. Seules les observations ayant les rapports signal/bruit les meilleurs, supérieurs à 5 environ, pour 100 balayages, ont été retenues pour le calcul de ces matrices.

Pour le plan galactique, le rapport signal/bruit a été rendu homogène pour l'ensemble des mesures en effectuant des sommes parallèlement à l_{II} entre des limites variables en b_{II} . Ont été ainsi déterminés :

- le profil en longitude pour $b_{II} = 0^\circ$ (Figure 32)
- le profil en longitude moyenné pour $-1^\circ < b_{II} < 1^\circ$ (Figure 32)
- un profil en latitude moyenné sur l'intervalle de longitudes galactiques : $8.5^\circ < b_{II} < 30.5^\circ$.

La déconvolution par le lobe instrumental a été effectuée pour ce profil moyenné.

L'inclinaison moyenne de 45° des balayages par rapport au plan galactique et l'assimilation du profil attendu à une gaussienne ont été utilisées lors d'une déconvolution par itération sur les paramètres de cette gaussienne (largeur à mi-hauteur et valeur en $b_{II} = 0$) (Figure 33). La largeur à mi-hauteur déterminée ainsi vaut 0.6° , comparable à celle des mesures AGLAE à $150 \mu\text{m}$, 0.7° .

D'autre part, les mesures effectuées sur Orion ont permis de déterminer son flux maximum dans le champ :

$$6.8 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}, \text{ (OMC1, 5 h 33 mn, } 5^\circ 20').$$

Les caractéristiques photométriques de ces mesures sont :

- nombre d'onde effectif : $\sigma_{\text{eff}} = 11.5 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_{\text{eff}} \approx 900 \mu\text{m}$)
- largeur de bande efficace : $\Delta\sigma_{\text{eff}} = 3.8 \text{ cm}^{-1}$ ($\Delta\lambda_{\text{eff}} \approx 300 \mu\text{m}$)
- champ de vue moyen : 0.65° .

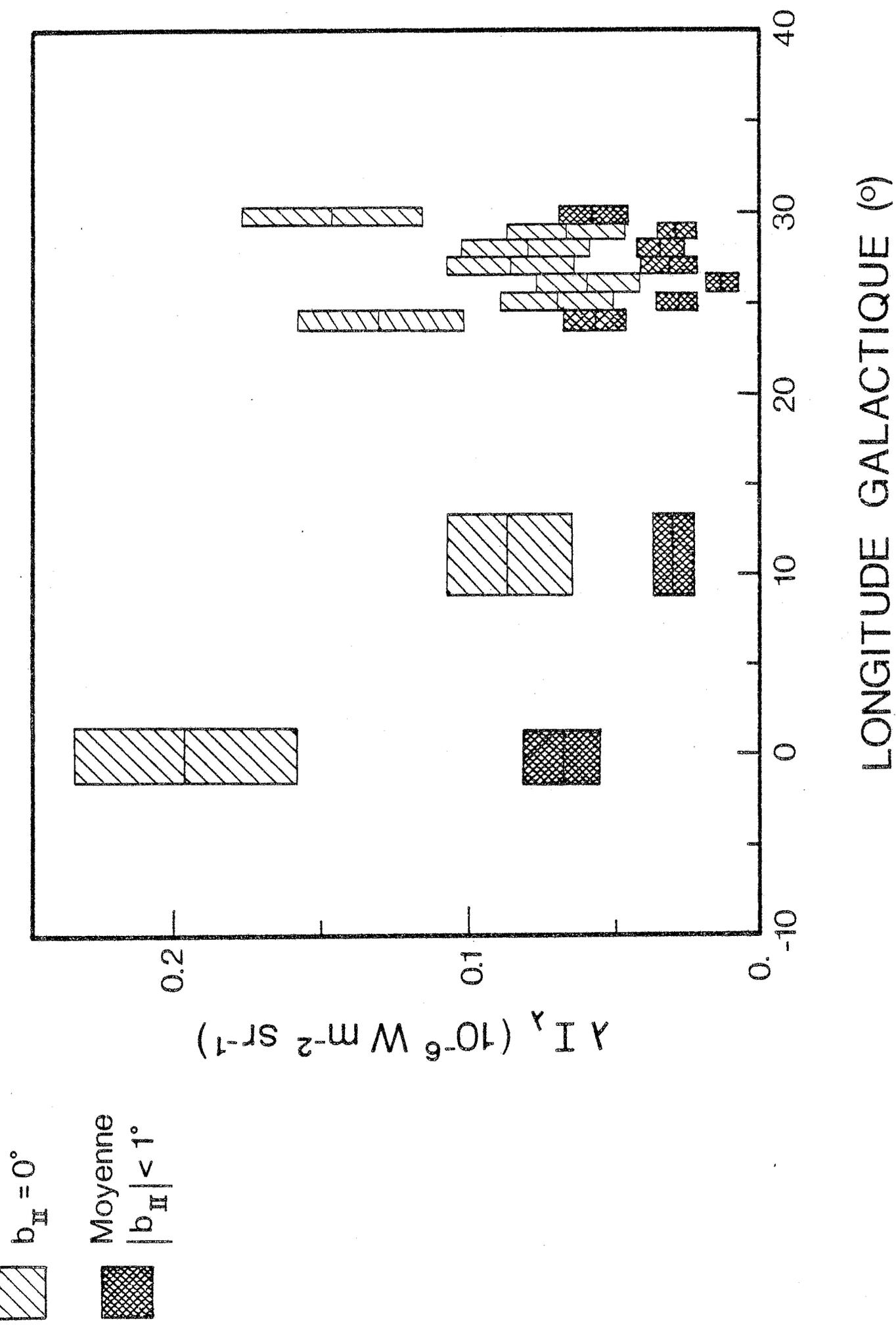
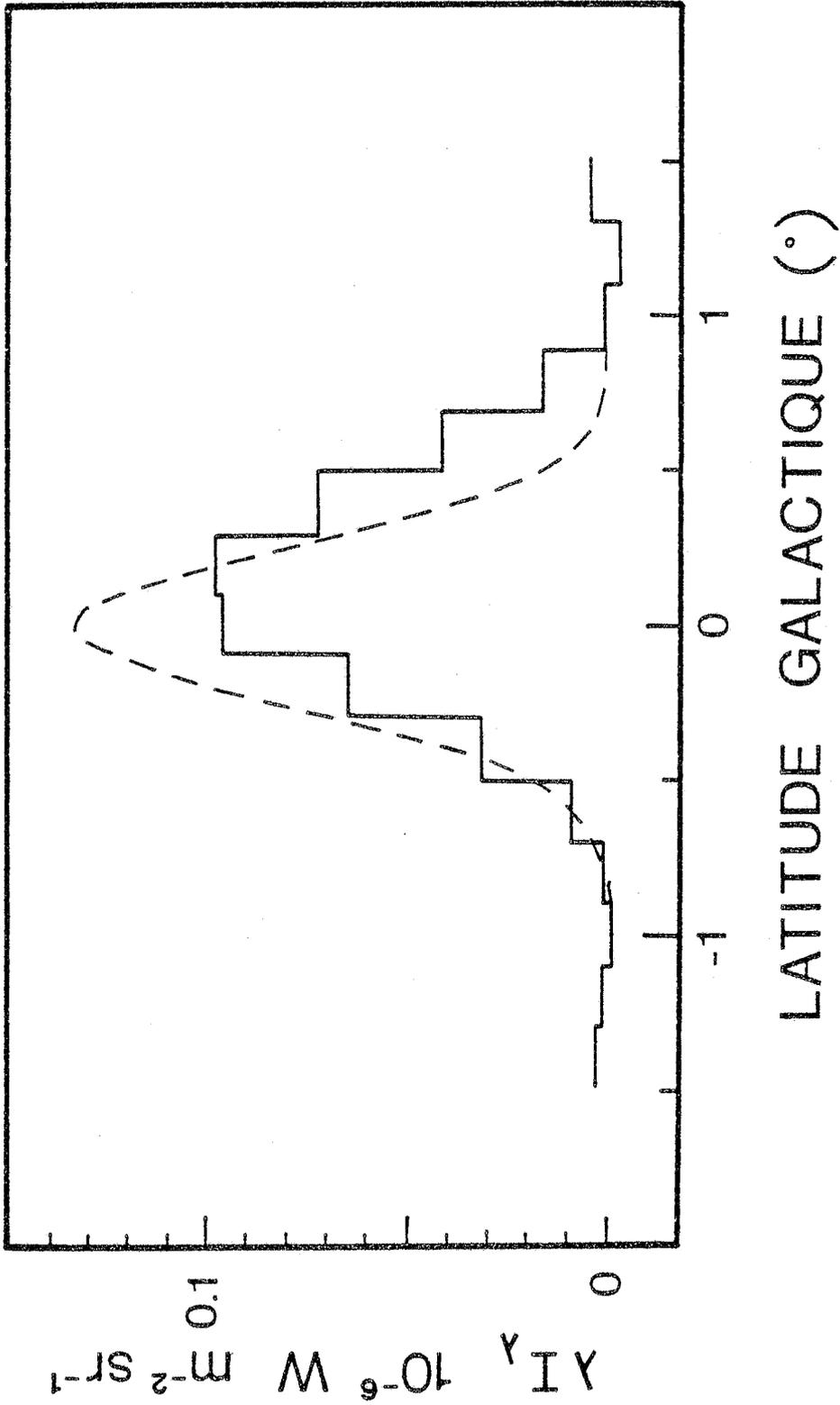


FIGURE 32 - Profil en longitude de l'émission galactique à 900 μm . Incertitudes : \pm (15 % de la valeur + 2.5 σ)

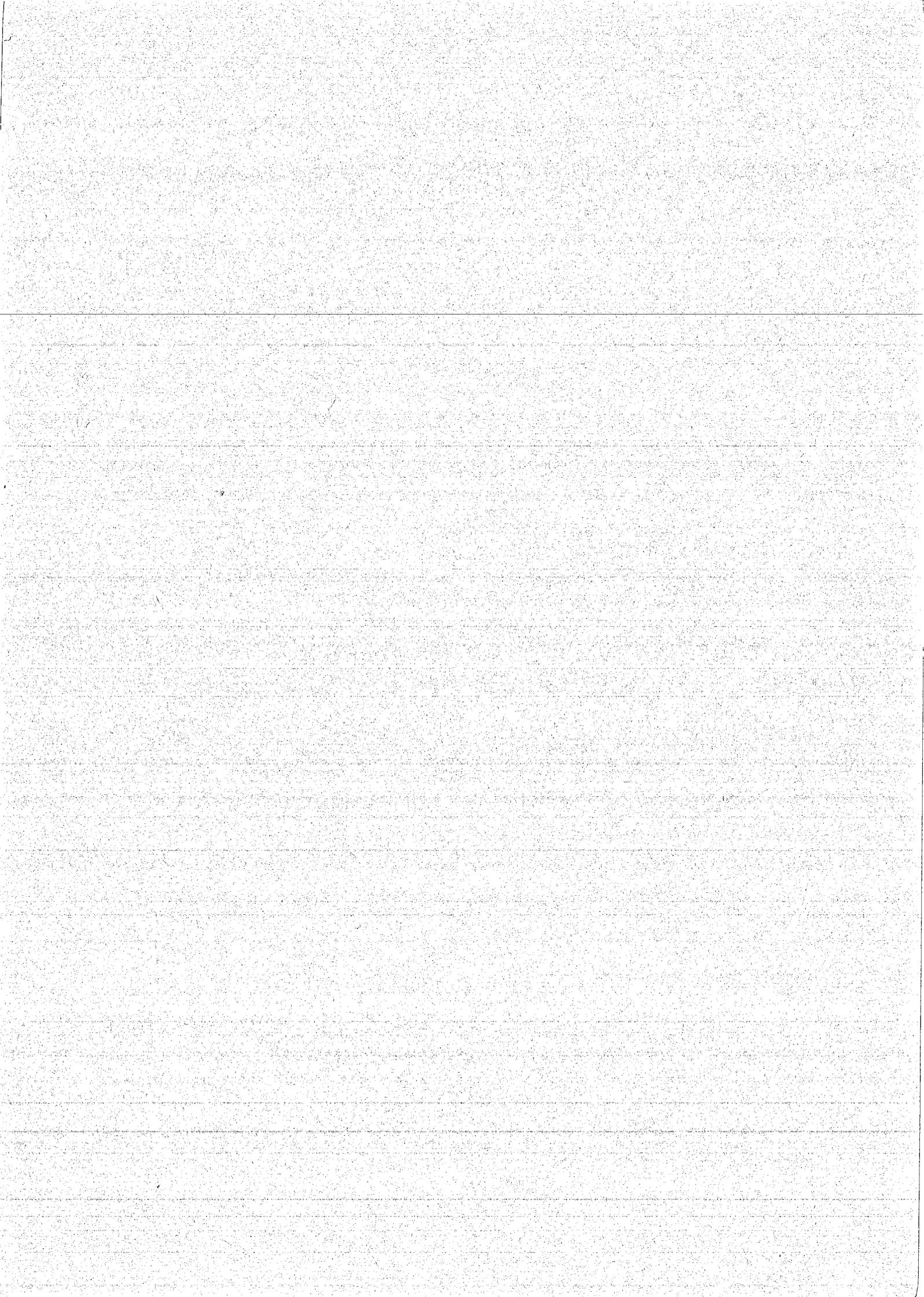


— PROFIL MESURE

- - - PROFIL DECONVOLUE PAR LE LOBE INSTRUMENTAL (arbitrairement centré en b_{II})

FIGURE 33 - Profil moyen en latitude ($3 < l_{II} < 33^{\circ}$)

Le rapport signal/bruit final sur les mesures effectuées sur le plan galactique est voisin de 10 pour un signal moyen de $0.1 \cdot 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Pour ces mesures, le temps d'intégration par élément de 1° par 0.6° (Δl_{II} multiplié par le champ) est de l'ordre de 1 minute. Il en résulte une NEFD (atmosphère comprise) de $8 \cdot 10^{-11} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$, c'est-à-dire $3000 \text{ Jy Hz}^{-1/2}$ compte tenu du champ de vue de l'expérience.



C I N Q U I E M E P A R T I E

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES POUSSIÈRES INTERSTELLAIRES

I. SPECTRE DE L'EMISSION CONTINUE DU DIFFUS GALACTIQUE

I.1. OBJECTIFS DE L'ETUDE

Les mesures obtenues avec l'expérience EMILIE complètent les spectres d'émission des poussières interstellaires aux grandes longueurs d'onde. La bonne qualité des mesures dans ce domaine est essentielle pour déterminer les propriétés des poussières froides qui émettent principalement aux longueurs d'onde submillimétriques et millimétriques. Le but de l'étude est de préciser en particulier les répartitions en fonction de la température des grains :

- du nombre de grains
- de l'énergie rayonnée par les grains.

Partant du spectre établi pour une région donnée du plan galactique, nous établirons une méthode numérique qui permettra, moyennant l'utilisation des propriétés d'absorption et d'émission des grains, de remonter à ces répartitions.

I.2. PROPRIETES D'ABSORPTION ET D'EMISSION DES GRAINS

Pour des grains de dimension petite devant la longueur d'onde λ , la section efficace d'absorption peut être donnée par la théorie de MIE :

$$\sigma = \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda) = \pi a^2 \frac{2\pi a}{\lambda} \operatorname{Im}\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)$$

où a est le rayon des grains et n l'indice complexe du matériau constituant le grain. La profondeur optique τ_λ vaut alors :

$$\begin{aligned} \tau_\lambda &= \int n_g \sigma \, dr = \int n_g \pi a^2 \frac{2\pi a}{\lambda} \operatorname{Im}\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right) \, dr \\ &= \int \frac{m_g}{\rho} \frac{3\pi}{2\lambda} \operatorname{Im}\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right) \, dr \end{aligned}$$

où r est la coordonnée courante sur la ligne de visée, n_g le nombre de grains par unité de volume, ρ la masse volumique du matériau constituant les grains et $m_g = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho$ la masse de grains par unité de volume. τ_λ ne dépend donc que de la quantité totale de matière sur la ligne de visée et est indépendant de la taille des grains lorsque $\lambda \gg a$. Aux longueurs d'onde infrarouges et submillimétriques, cette inégalité est satisfaite, puisque la dimension des grains est très certainement inférieure à quelques μm (mesures différentielles d'absorption à diverses longueurs d'onde ou de la polarisation de la lumière diffusée dans les nuages moléculaires éclairés par des étoiles brillantes). Pour la commodité des calculs, nous prendrons :

$$a = 10^{-5} \text{ cm.}$$

Le coefficient d'absorption Q_{abs} des grains a été étudié en fonction de la longueur d'onde par PUGET et SERRA, 1982 : $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ a été déduit du rapport des mesures de la profondeur optique τ_λ à la colonne densité de ^{13}CO , $N_{^{13}\text{CO}}$ supposée proportionnelle à la masse totale d'éléments lourds, donc de poussières en particulier, sur la ligne de visée. Si l'on suppose un milieu homogène le long de la ligne de visée :

$$\tau_\lambda = N_g \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda)$$

où N_g est le nombre de grains sur la ligne de visée. D'où :

$$Q_{\text{abs}}(\lambda) = \frac{\tau_\lambda}{N_g \pi a^2}$$

qui peut être mis sous la forme :

$$Q_{\text{abs}}(\lambda) = \frac{1}{\pi a^2} \frac{\tau_\lambda}{N_{^{13}\text{CO}}} \frac{N_{\text{H}}}{N_g} \frac{1}{2} \frac{^{12}\text{CO}}{\text{H}_2} \frac{^{13}\text{C}}{^{12}\text{C}}$$

où N_{H} / N_g est le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène au nombre de grains sur la ligne de visée (varie comme a^3), $\frac{^{12}\text{CO}}{\text{H}_2}$ et $\frac{^{13}\text{C}}{^{12}\text{C}}$ les rapports d'abondance des éléments ou molécules cités. Les valeurs retenues par PUGET et SERRA sont :

$$a = 10^{-5} \text{ cm}$$

$$\frac{N_g}{N_H} = 2.5 \cdot 10^{-12}$$

$$\frac{^{12}\text{CO}}{\text{H}_2} = 6 \cdot 10^{-5} \quad \text{et} \quad \frac{^{13}\text{C}}{^{12}\text{C}} = \frac{1}{40}$$

Le coefficient $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ obtenu est reproduit en Figure 34. Ces valeurs sont en bon accord avec celles déterminées par MEZGER et al., 1982. Aux grandes longueurs d'onde ($\lambda > 100 \mu\text{m}$), $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ est bien représenté par :

$$Q_{\text{abs}}(\lambda) = 30 / \lambda^2 \quad (\lambda \text{ exprimé en } \mu\text{m}).$$

Les mesures en laboratoire tendent à montrer que les silicates amorphes rendent bien compte de l'absorption observée, en particulier pour la bande à $11 \mu\text{m}$, le domaine visible et les grandes longueurs d'onde (DAY, 1981). D'autres constituants sous forme amorphe (eau sous forme de glace, carbone) permettent d'expliquer certains points particuliers du $Q_{\text{abs}}(\lambda)$. Par exemple, LEGER et al., 1983, expliquent la bande d'absorption à $3.1 \mu\text{m}$ par de la glace amorphe.

I.3. SPECTRES DES REGIONS ETUDIEES

Les spectres d'émission ont été établis d'après les mesures existant dans le domaine :

$$2.4 \mu\text{m} - 900 \mu\text{m}$$

pour les régions suivantes :

- le centre galactique :
 $-1.5^\circ < l_{\text{II}} < 1.5^\circ \quad -1^\circ < b_{\text{II}} < 1^\circ$
- le complexe moléculaire associé à W 41 :
 $23.5^\circ < l_{\text{II}} < 24.5^\circ \quad b_{\text{II}} = 0^\circ \text{ (champ de } 0.5^\circ)$

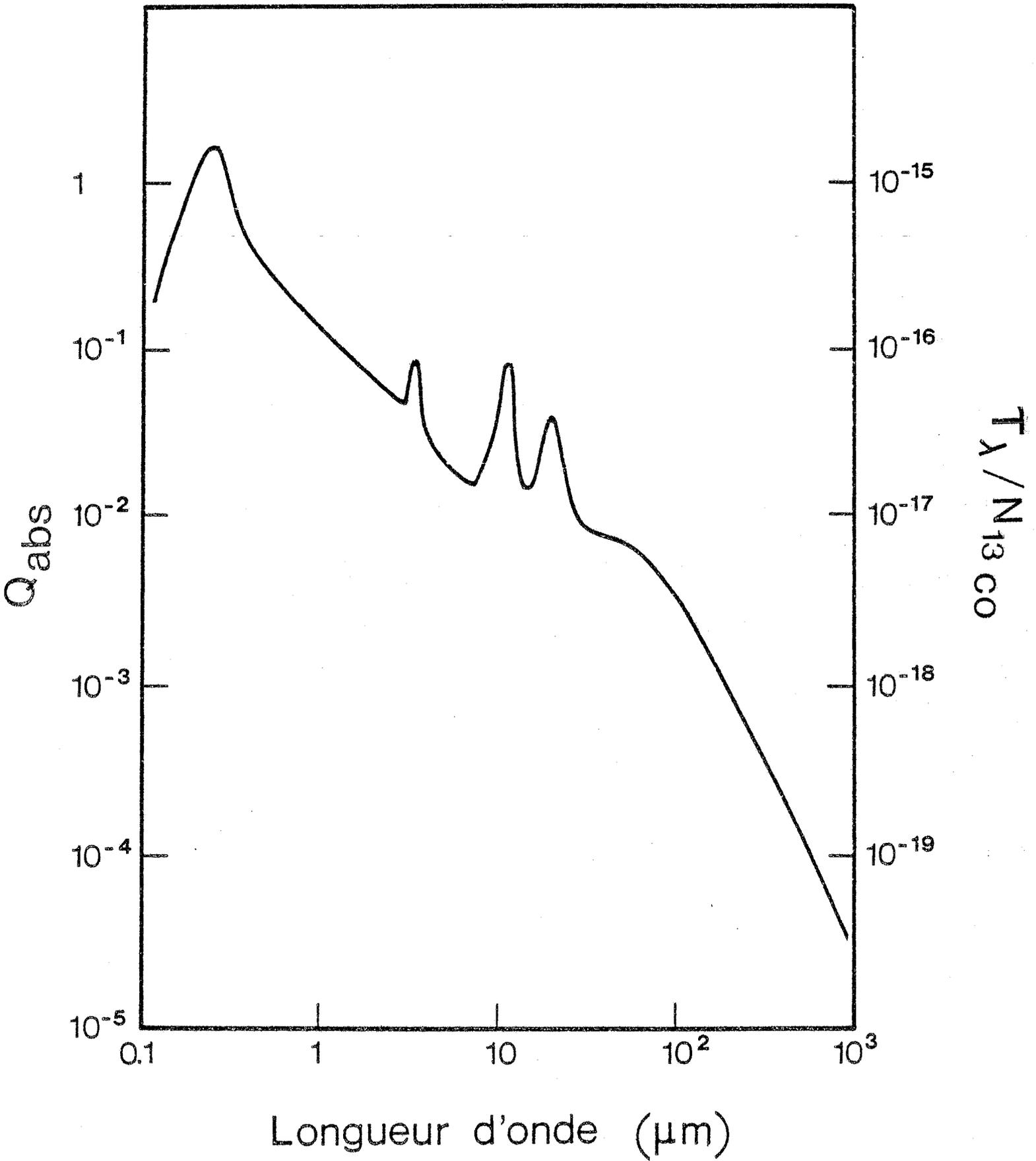


FIGURE 34 - Coefficient d'absorption des poussières interstellaires en fonction de la longueur d'onde (PUGET et SERRA, 1982)

- le plan galactique moyen :

$$3^\circ < l_{II} < 35^\circ \quad -1^\circ < b_{II} < 1^\circ$$

Les valeurs utilisées sont celles des moyennes de l'émission galactique sur ces régions, déterminées d'après les cartes ou les flux intégrés publiés. Les origines de ces mesures sont :

2.4 μm	HAYAKAWA <u>et al.</u> , 1981
4 μm	PRICE, 1981
11 μm	PRICE, 1981
20 μm	PRICE, 1981
85 μm	GISPERT <u>et al.</u> , 1982
100 μm	HOFFMANN <u>et al.</u> , 1971
150 μm	GISPERT <u>et al.</u> , 1982
160 μm	HAUSER <u>et al.</u> , 1983
260 μm	HAUSER <u>et al.</u> , 1983
300 μm	HAUSER <u>et al.</u> , 1983
450 μm	OWENS <u>et al.</u> , 1979
900 μm	Expérience EMILIE

Ces mesures ont fait l'objet d'une correction de l'absorption interstellaire, intervenant pour les longueurs d'onde inférieures à 50 μm ; nous avons déterminé leur ordre de grandeur à l'aide d'une modélisation volontairement simpliste de l'émission galactique, la précision des mesures à des longueurs d'onde inférieures à 50 μm important peu sur les résultats finaux. Les caractéristiques en sont les suivantes :

- le milieu est homogène le long de la ligne de visée et une température unique peut être définie pour le domaine de longueur d'onde envisagé.

- la profondeur optique peut être exprimée sous la forme :

$$\tau_\lambda(b) = \tau_0 e^{-\left(\frac{b}{b_0}\right)^2 \text{Ln}2}$$

où b est la latitude galactique, τ_0 la profondeur optique totale sur la ligne de visée en $b = 0^\circ$ et b_0 vaut 0.35° ,

demi-largeur à mi-hauteur de l'émission aux grandes longueurs d'onde à longitude galactique fixée.

Le flux mesuré subissant l'absorption interstellaire peut être exprimé sous la forme :

$$F_{\text{abs}} = \int_0^{\tau_{\lambda}(b)} B_{\text{T}}(\lambda) e^{-\tau} d\tau = B_{\text{T}}(\lambda) (1 - e^{-\tau_{\lambda}(b)}).$$

D'autre part, si l'on se ramène à des flux non absorbés (cas observé pour $\lambda \geq 50 \mu\text{m}$) :

$$F_{\text{n abs}} = \int_0^{\tau_{\lambda}(b)} B_{\text{T}}(\lambda) d\tau = B_{\text{T}}(\lambda) \tau_{\lambda}(b).$$

Les corrections en $b = 0$ et pour la moyenne $-1^\circ \leq b \leq 1^\circ$ valent respectivement :

$$C_0 = \frac{F_{\text{n abs}}}{F_{\text{abs}}} = \frac{\tau_0}{1 - e^{-\tau_0}}$$

$$C_m = \frac{\langle F_{\text{n abs}} \rangle}{\langle F_{\text{abs}} \rangle} = \frac{\int_0^1 \tau_{\lambda}(b) db}{1 - \int_0^1 e^{-\tau_{\lambda}(b)} db}$$

$$= \frac{0.37 \tau_0}{1 - \int_0^1 e^{-\tau_0 \exp(-(b/b_0)^2 \text{Ln}2)} db}$$

et ont été tabulés :

τ	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0
C_0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.6	1.7	1.9	2.0	2.2	2.3	2.5	2.6	2.8	3.0	3.2
C_m	1.1	1.1	1.2	1.3	1.4	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.0	2.1	2.2

La profondeur optique est bien connue entre le soleil et le centre galactique : les mesures de l'émission à $2.4 \mu\text{m}$ au voisinage du centre galactique permettent de déduire $\tau_{2.4}(\text{CG}) = 1.8$ (MAIHARA et al., 1978) correspondant à un nombre de grains $N_g = \tau_{2.4} / \pi a^2 Q_{\text{abs}}(2.4) = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Cette valeur est cohérente avec celles obtenues par l'absorption des rayons X en direction du centre galactique qui donnent un nombre d'atomes d'hydrogène compris entre 3.7 et $6.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ suivant l'existence ou non d'un gradient de métallicité dans la galaxie (RYTER et al., 1975). Alors :

$$\tau_{2.4} = \pi a^2 Q_{\text{abs}}(2.4) \frac{N_{\text{g}}}{N_{\text{H}}} N_{\text{H}} \quad \text{et} \quad 1.7 \leq \tau_{2.4} \leq 3.$$

L'absorption à $2.4 \mu\text{m}$ a été déduite pour le complexe W 41 et le plan galactique moyen par l'intermédiaire d'une représentation de l'extinction dans la galaxie, centre excepté, composée d'un disque uniforme et d'un anneau entre 4 et 6 kpc (MAIHARA et al., 1978) avec :

$$\begin{aligned} \tau_{2.4}(\rho) &= 0.15 \text{ kpc}^{-1} && \text{pour } 0 < \rho < 4 \text{ kpc ou } 6 < \rho < 15 \text{ kpc} \\ \tau_{2.4}(\rho) &= 0.30 \text{ kpc}^{-1} && \text{pour } 4 < \rho < 6 \text{ kpc,} \end{aligned}$$

où ρ est la distance galactocentrique.

Cette représentation simple a permis d'évaluer :

$$\tau_{2.4}(\text{W 41}) = 2.6$$

pour W 41, situé approximativement à 12 kpc du soleil. Pour la moyenne $3^\circ < l_{\text{II}} < 35^\circ$, les sources étant à des distances très variables du soleil, une valeur intermédiaire entre celle du centre et de W 41 a été prise, soit :

$$\tau_{2.4}(\text{moy}) = 2.2 .$$

Les profondeurs optiques τ_{λ} pour les régions étudiées ont été déduites du rapport entre les coefficients d'absorption dans la bande centrée sur λ et à $2.4 \mu\text{m}$:

$$\tau_{\lambda} = \tau_{2.4} \frac{Q_{\lambda}}{Q_{2.4}}.$$

Les rapports $Q_{\lambda} / Q_{2.4}$ pour les mesures utilisées et les corrections correspondantes sont portées dans le tableau suivant :

λ (μm)	2.4	4	11	20
$Q_\lambda / Q_{2.4}$	1	0.80	1.0	0.65
C_m ($\tau_{2.4} = 1.8$) (centre galactique)	1.7	1.5	1.7	1.4
C_m ($\tau_{2.4} = 2.2$) (plan moyen)	1.9	1.7	1.9	1.5
C_0 ($\tau_{2.4} = 2.6$) (W 41)	2.8	2.4	2.8	2.1

L'émission des étoiles de type K à M est prédominante dans l'infrarouge proche, jusqu'à 3 μm environ. La composante stellaire du spectre d'émission mesuré, déterminée en première approximation par la tangente à ce spectre à 2.4 μm , a donc été soustraite.

Les spectres obtenus après ces corrections pour le domaine 2.4 - 50 μm , sont représentés sur les Figures 35, 36, et 37.

I.4. DISCUSSION DE NOS MESURES

La partie grandes longueurs d'onde ($> 500 \mu\text{m}$) des spectres ainsi constitués peut dans tous les cas être approximée par une loi du type :

$$\lambda I(\lambda) = A \lambda^{-5}$$

où A est une constante dépendant de la région représentée. Ce résultat est cohérent avec l'émission des poussières aux grandes longueurs d'onde :

$$\lambda I(\lambda) = \lambda \iint B_T(\lambda) \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda) \frac{dn_g}{dT} e^{-Q_{\text{abs}}(\lambda) n_g \pi a^2 r} dr dT \quad (1)$$

expression pour laquelle :

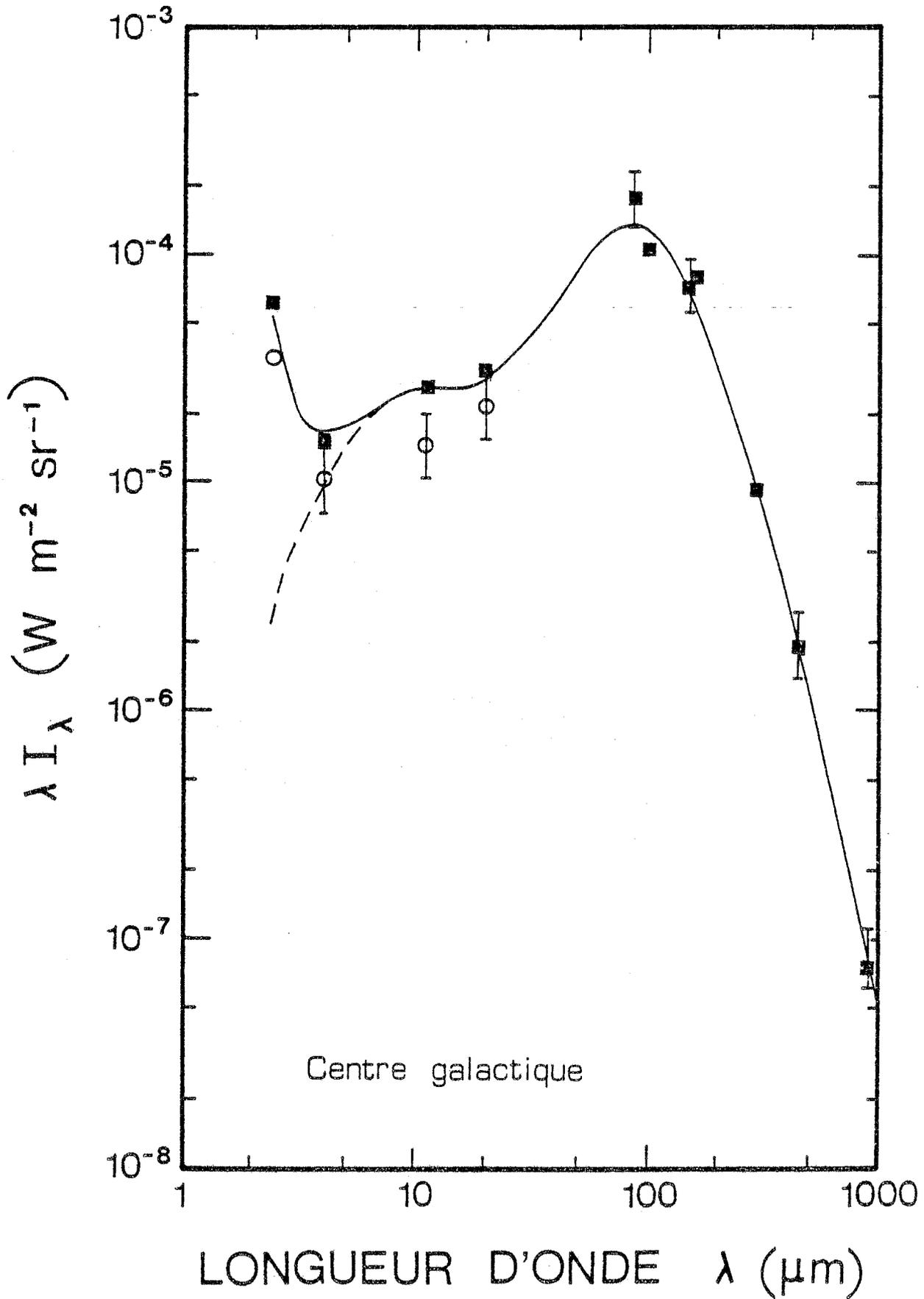


FIGURE 35 - Spectre de l'émission diffuse du centre galactique ($|b_{\text{II}}| < 1^\circ$)

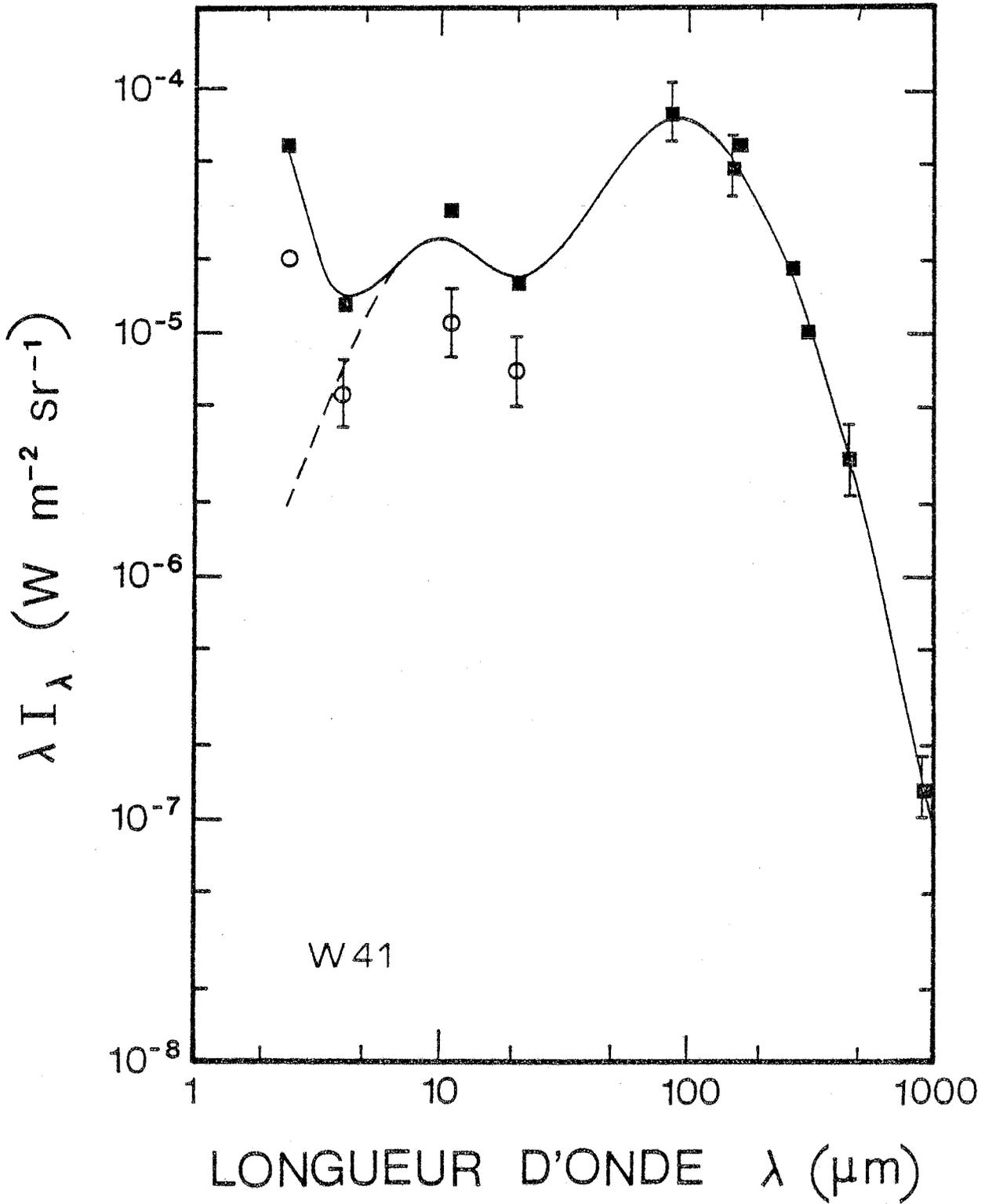


FIGURE 36 - Spectre de l'émission diffuse du complexe W41 ($b_{\text{II}} = 0^\circ$)

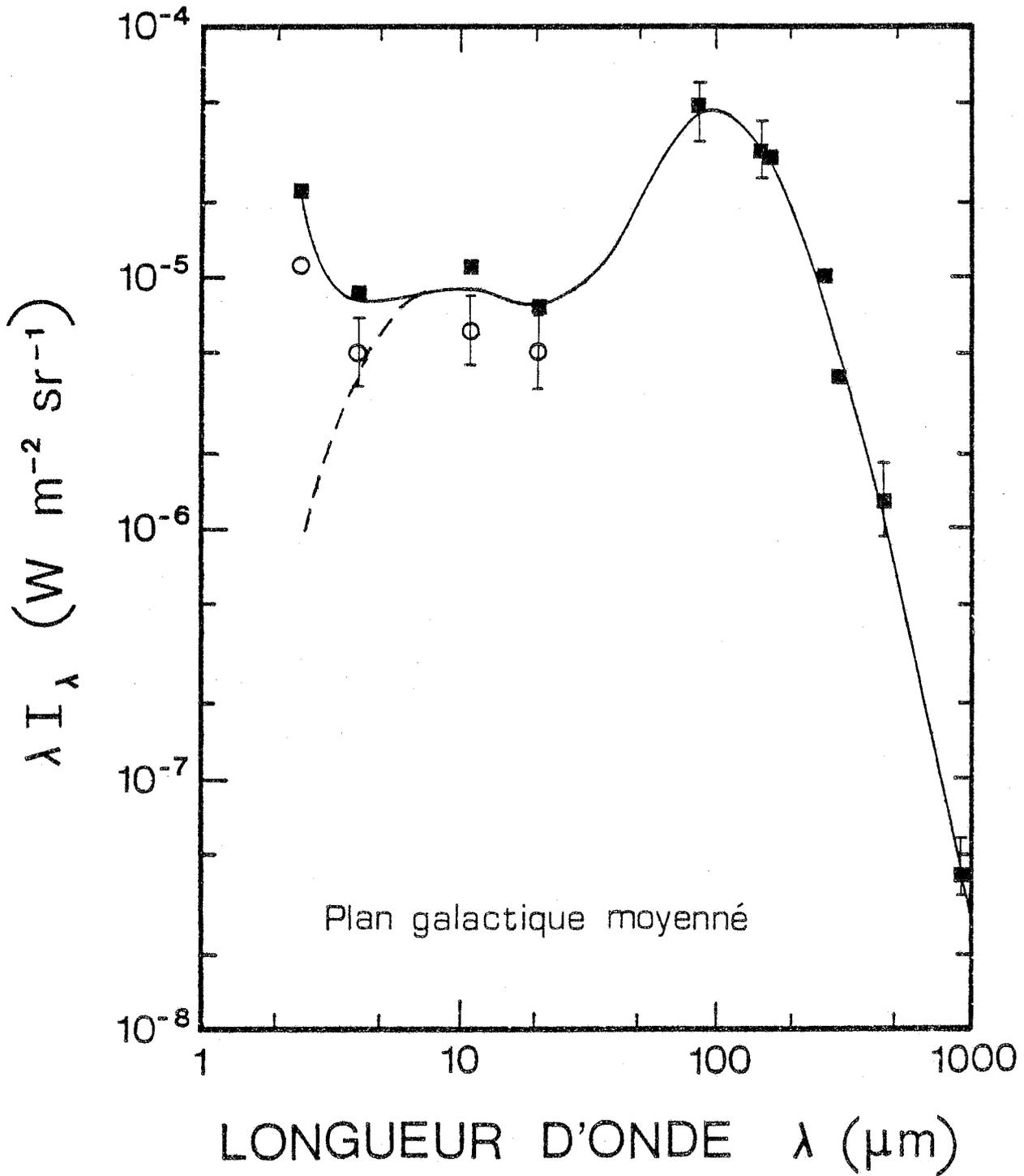


FIGURE 37 - Spectre moyen de l'émission diffuse galactique
($3^{\circ} < l_{\text{II}} < 35^{\circ}$ et $|b_{\text{II}}| < 1^{\circ}$)

- le terme d'absorption est négligeable (grandes longueurs d'onde)

- $Q_{\text{abs}}(\lambda) \approx 30 / \lambda^2_{\mu\text{m}}$ (voir le I.2.)

- $B_T(\lambda) \approx 2 \text{ kc T} / \lambda^4$ (approximation de Rayleigh-Jeans),
soit :

$$\lambda I(\lambda)_{\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}} = \frac{7.8 \cdot 10^{-5}}{\lambda^5_{\mu\text{m}}} \int T_K dN_{\text{g cm}^{-2}}$$

II. REPARTITION EN TEMPERATURE DU NOMBRE DE GRAINS

II.1. METHODE D'INVERSION DES SPECTRES

Après suppression dans l'équation (1) du terme d'absorption qui a déjà été pris en compte et en supposant la répartition en température des grains invariante le long de la ligne de visée, nous obtenons :

$$\lambda I(\lambda) = \lambda \int B_T(\lambda) \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda) \frac{dN_g}{dT} dT$$

équivalent à :

$$\frac{\lambda^4(\lambda I(\lambda))}{K Q_{\text{abs}}(\lambda)} = \int \frac{1}{e^{\alpha/\lambda T} - 1} f(T) dT$$

$$\text{où } K = 2\pi h c^2, \alpha = hc / k, \text{ et } f(T) = a^2 \frac{dN_g}{dT}.$$

Pour déterminer $f(T)$, nous avons utilisé une méthode de résolution numérique; les valeurs de λ et T ont été discrétisées sous la forme :

$$\lambda_i = \lambda_0 x^i \text{ et } T_j = T_M y^{-j}.$$

λ_0 , x , T_M , et y ont été choisis de telle sorte que λ_i et T_j décrivent le domaine voulu, soit respectivement $2.4 \mu\text{m}-1000 \mu\text{m}$ et $5 \text{ K}-1000 \text{ K}$ lorsque $0 < i < n$ et $0 < j < p$. On obtient alors un système de $n + 1$ équations linéaires :

$$f_i = \sum_{j=0}^p a_{ij} g_j \quad (0 < i < n)$$

$$\text{où } f_i = \frac{\lambda_i I(\lambda_i)}{Q_{\text{abs}}(\lambda_i)} \frac{\lambda_0^4 T_M^4}{K}$$

$$a_{ij} = (e^{\alpha / \lambda_i T_j} - 1)^{-1} x^{-4i} y^{4j}$$

$$g_j = \left(\frac{dN_g}{dT} \right)_j a^2 T_j^5 \text{Ln } y$$

Le système a été inversé pour $n \geq p$ (système surdéterminé), de façon à obtenir des solutions non oscillantes pour les g_j , par une méthode de moindres carrés sur les différences :

$$(f_i - \sum_{j=0}^p a_{ij} g_j). \text{ Alors :}$$

$$\left(\frac{dN_g}{d\ln T}\right)_j = g_j (a^2 T_j^4 \ln y)^{-1}$$

et si E est l'énergie émise par les grains à la température T :

$$\left(\frac{dE}{d\ln T}\right)_j = \sum_{i=0}^n \frac{K}{\lambda_0^4 T_M^4} \frac{\ln x}{\ln y} g_j a_{ij} Q_{\text{abs}}(\lambda_i).$$

Les résultats obtenus sont portés sur les Figures 38 et 39.

II.2. DISCUSSION DES RESULTATS

La quantité totale de grains sur la ligne de visée est proportionnelle à la profondeur optique τ_λ totale (source comprise) qui peut être évaluée à $2.4 \mu\text{m}$ à : 5.5 ($b_{\text{II}} = 0^\circ$) ou 2 ($-1^\circ \leq b_{\text{II}} \leq 1^\circ$) pour le centre galactique, 3 ($b_{\text{II}} = 0^\circ$) pour W 41, et 2.5 ($b_{\text{II}} = 0^\circ$) ou 1 ($-1^\circ \leq b_{\text{II}} \leq 1^\circ$) pour la moyenne galactique. Ces valeurs correspondent à des quantités de poussières respectives de $1.1 \cdot 10^{11}$, $1.7 \cdot 10^{11}$ et $0.6 \cdot 10^{11}$ grains cm^{-2} . La méthode d'inversion utilisée étant basée sur l'émission des grains, elle devient indéterminée pour des grains de température "nulle" qui n'émettent pas. Cet effet se manifeste dès que la température des grains devient faible ($T < 10 \text{ K}$), la quantité de grains déterminée alors étant peu fiable. Par conséquent, les répartitions de nombre de grains trouvées ont été tronquées si nécessaire vers les faibles températures à T_m défini par :

$$N_g = \int_{T_m}^{T_M} \frac{dN_g}{d\ln T} d\ln T = \frac{\tau_\lambda}{\pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda)}$$

D'autre part, la précision des valeurs trouvées est variable, et la méthode d'inversion par les moindres carrés utilisée permet de l'évaluer à 30% en moyenne, excepté vers le minimum (100 K), où elle atteint 100%. Néanmoins, compte tenu du domaine de variation

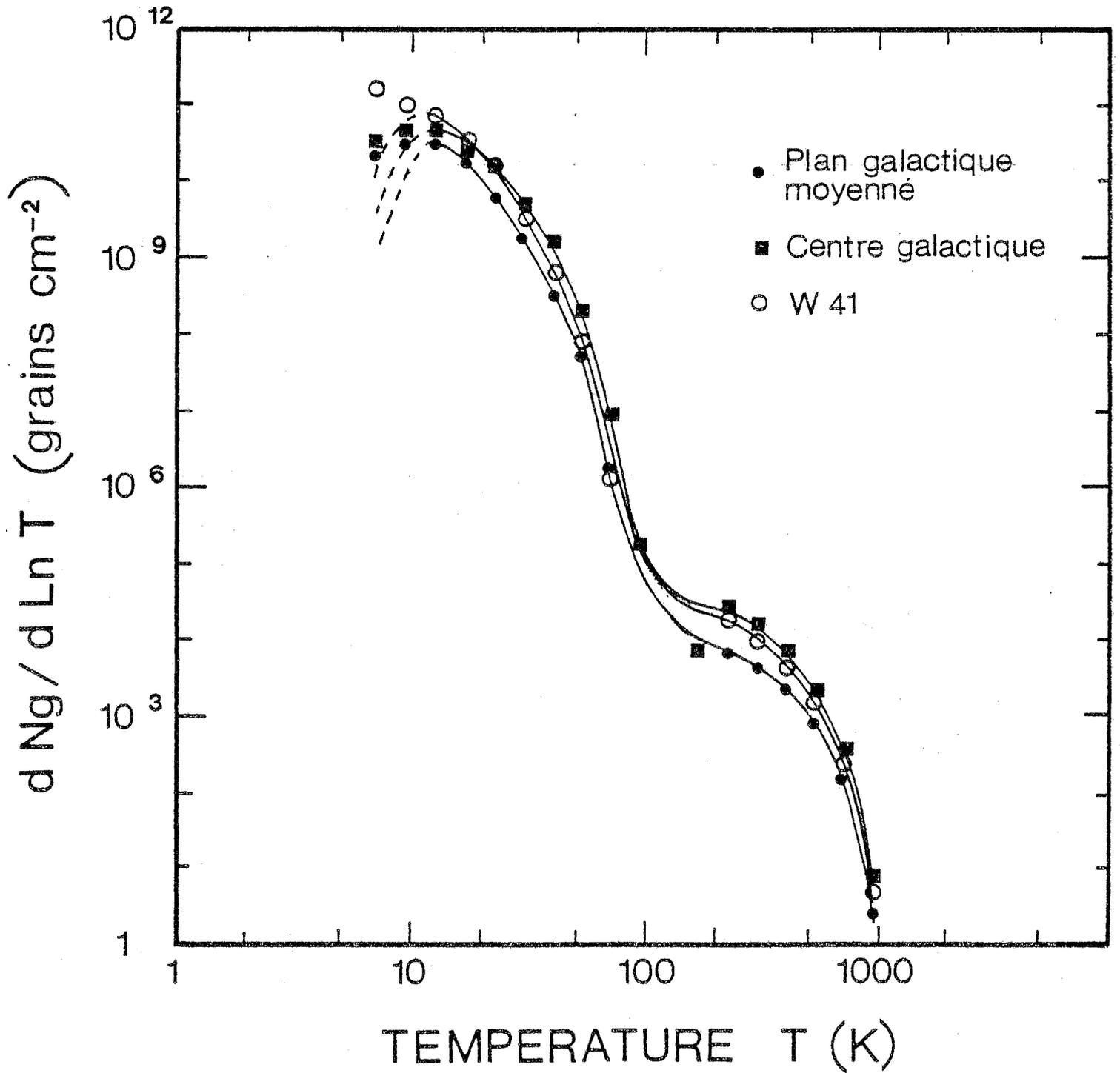


FIGURE 38 - Répartition du nombre de grains en fonction de la température

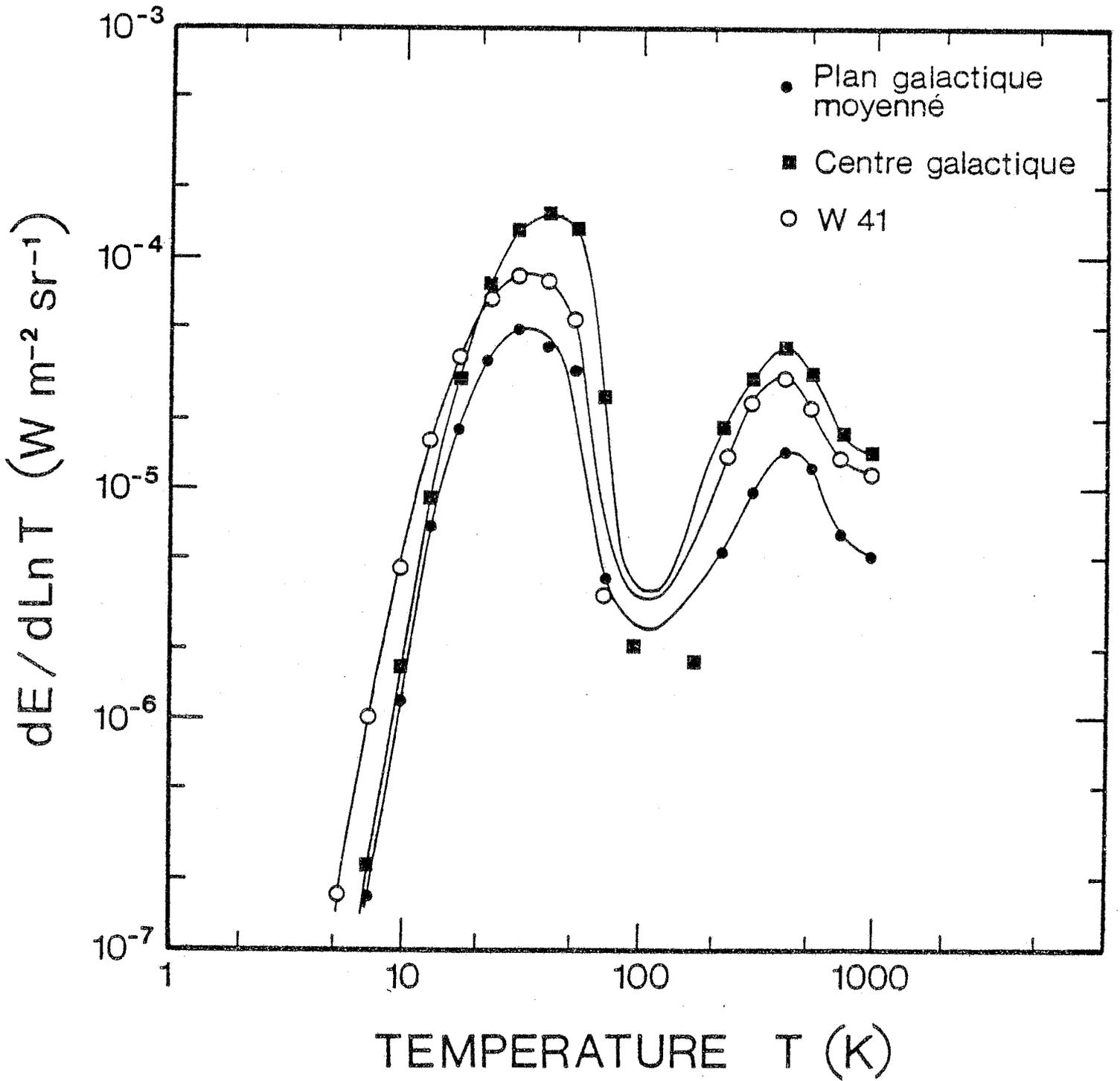


FIGURE 39 - Répartition de l'énergie rayonnée en fonction de la température

de $dN_g / d\ln T$ (de 1 à 10^{11} cm^{-2}), cette précision reste suffisante.

Le maximum de $dN_g / d\ln T$ se situe dans une bande étroite de température, entre 10 et 13 K. Ces températures, assez basses, sont en bon accord avec les distributions en température des grains trouvées par ROUAN, 1980 à l'aide d'un modèle de chauffage. Les types de grains de ce modèle qui semblent le mieux convenir sont les grains de silicate (maximum vers 12 K), et les grains composites (maximum vers 11 K).

Nous observons d'autre part qu'une deuxième population de grains plus chauds apparaît vers 300 K. Le déficit du nombre de grains entre 100 et 200 K correspond en fait au minimum de l'émission mesurée, entre 15 et 30 μm .

Comparant les répartitions du nombre de grains et de l'énergie émise, nous constatons un décalage entre le maximum pour le nombre de grains (vers 10 - 13 K), et le maximum pour l'énergie émise (vers 30 - 40 K). Ce décalage confirme ainsi qu'un faible nombre de poussières participent à l'émission de la majeure partie de l'énergie.

Les différences entre les régions étudiées sont assez faibles, ce qui semble signifier une certaine homogénéité des poussières entre ces régions. Nous remarquons cependant que les poussières du centre galactique sont plus chaudes que celles du plan moyen ou de W 41 :

- 13 K contre 11 K pour le maximum de $dN_g / d\ln T$
- 40 K contre 30 K pour celui de $dE / d\ln T$

Ce résultat est cohérent avec le fort champ de rayonnement existant dans le centre de la galaxie.

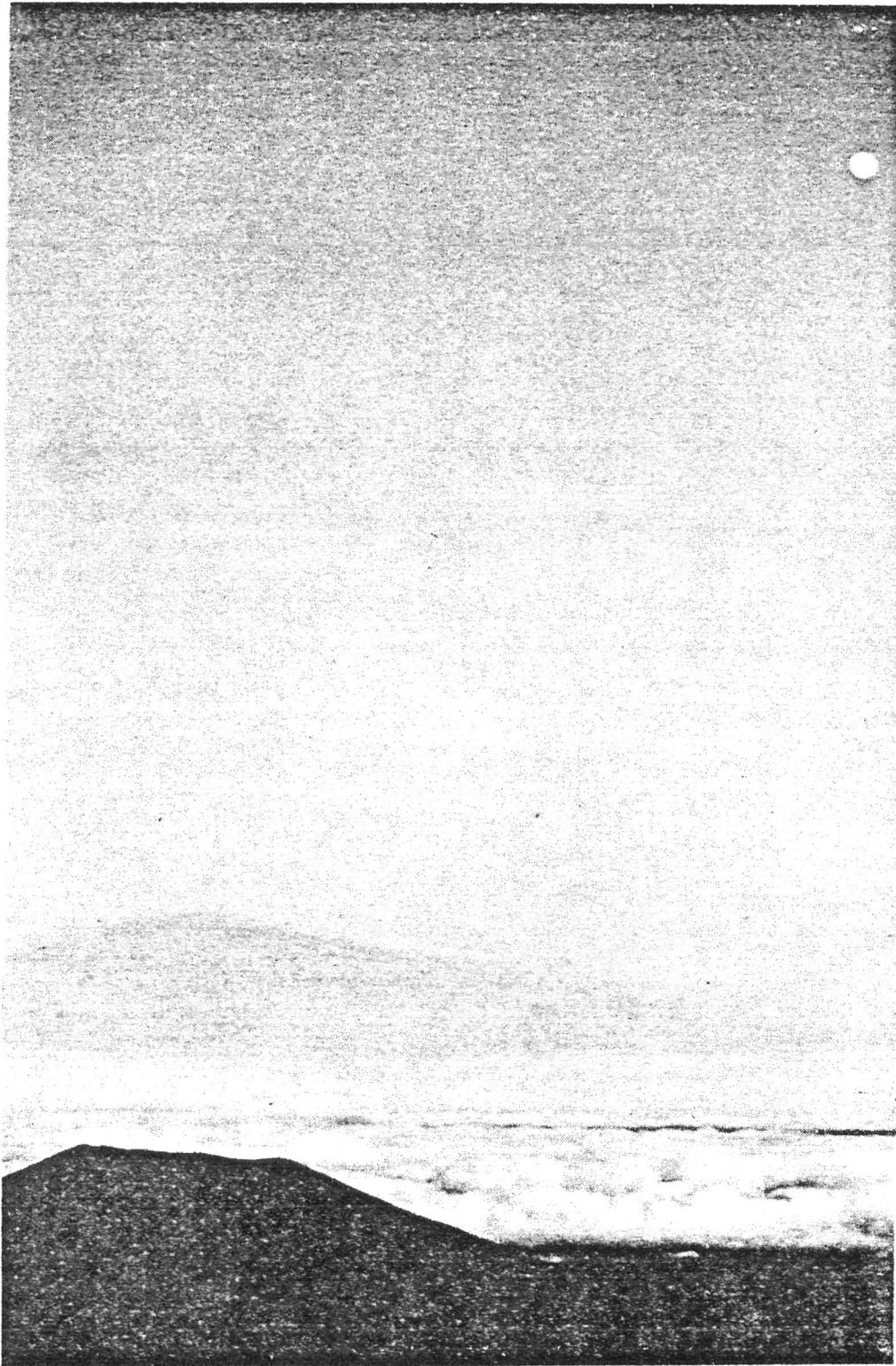
C O N C L U S I O N

L'essentiel des objectifs fixés pour l'expérience EMILIE ont donc été atteints. Des mesures originales dans le domaine submillimétrique ont été obtenues ; elles ont permis une meilleure connaissance de la répartition en température des poussières interstellaires, et la confirmation du décalage entre les températures du maximum du nombre de grains et de celui de l'énergie rayonnée par les poussières.

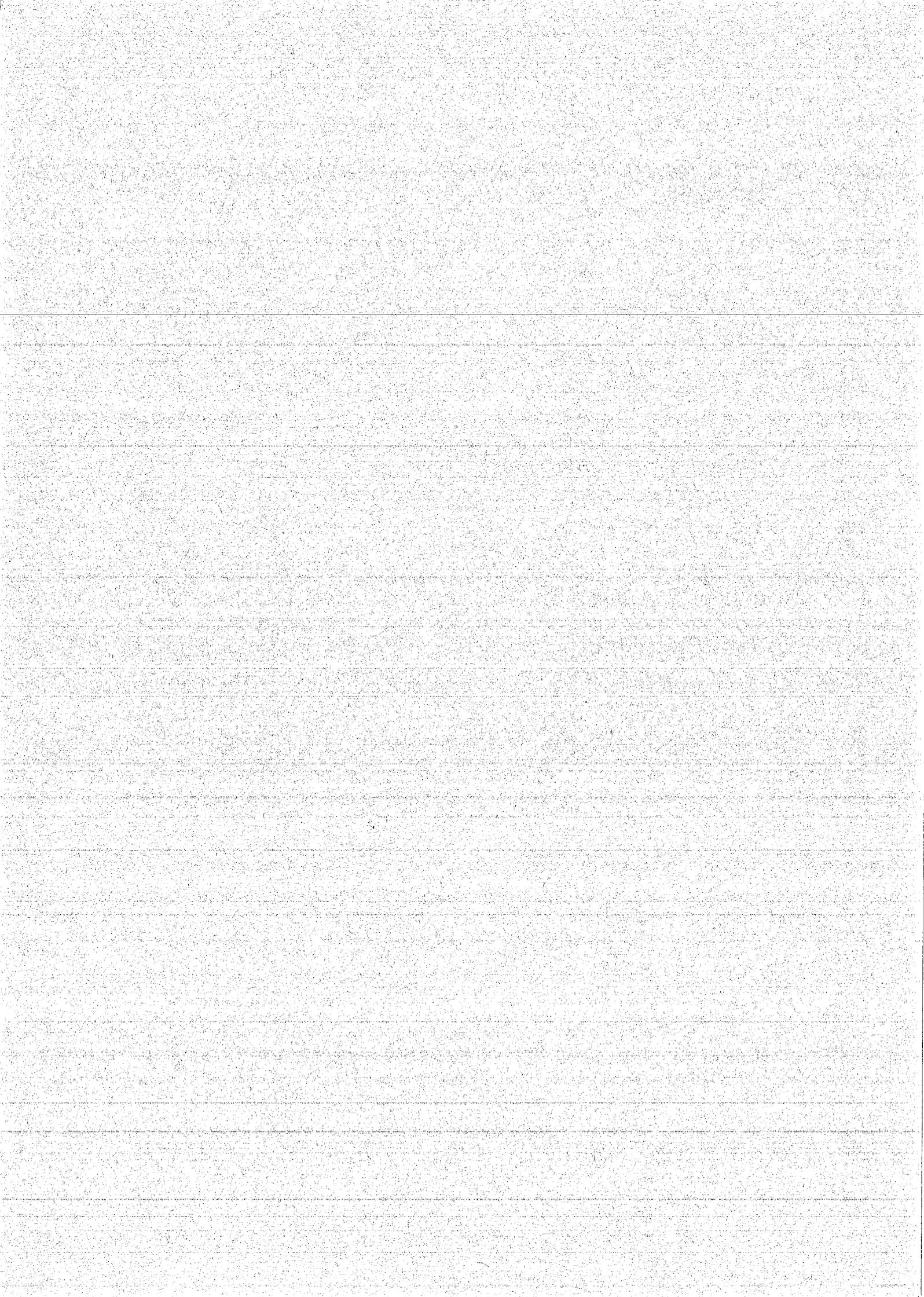
Mais, au-delà de ces résultats, l'expérience EMILIE a validé une nouvelle méthode d'observation, avec ses possibilités et ses limites : la détection de sources astronomiques de quelques degrés d'extension et de flux supérieur à quelques $10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, à partir du sol. Certaines caractéristiques de l'émission atmosphérique et de ses fluctuations dans un grand champ, à l'origine de ces limites, ont pu être établies et étudiées.

Ces enseignements acquis nous conduisent à poursuivre cette expérience afin de compléter et d'étendre les mesures déjà obtenues. Dans cette optique, l'expérience EMILIE Pôle Sud -observations millimétriques menées depuis le Pôle Sud au moyen de l'ensemble expérimental existant amélioré- donnera en particulier accès aux longitudes galactiques comprises entre 300° et 360° . Un effort particulier sera fait pour obtenir des mesures dans plusieurs bandes spectrales, indispensables pour une meilleure interprétation astrophysique. De plus, les conditions exceptionnelles de basse température et de très faible humidité sont très prometteuses quant à la qualité des observations infrarouges à partir de ce site.

Cependant, l'étude à l'aide de ces mesures des poussières interstellaires et de la structure des nuages moléculaires associés reste limitée en résolution et en sensibilité. Il faut dès à présent prévoir des instruments capables de meilleures performances. Pour s'affranchir des contraintes atmosphériques responsables des limites rencontrées, il est nécessaire de recourir à des expériences en ballon ou en avion, voire, à plus longue échéance, embarquées à bord de satellites. De tels instruments nous révéleront la structure à petite échelle des complexes moléculaires dont on ne connaît encore que les propriétés moyennes.



Au dessus de l'horizon, on distingue l'ombre portée par le MAUNA KEA sur des poussières en suspension dans l'atmosphère, au coucher du Soleil...



A N N E X E 1

FORMULES UTILISEES POUR LES CALCULS RAPIDES DE POSITIONS SUR LE CIEL

1. Passage des coordonnées équatoriales (α_{50} , δ_{50}) aux coordonnées (α , δ) réelles

$$\begin{aligned}\xi_A &= (2304.3'' + 1.4'' T) t + 0.3'' t^2 \\ \zeta_A &= -\zeta_A + (4608.5'' + 2.8'' T) t + 1.4'' t^2 \\ \theta_A &= (2004.7'' - 0.9'' T) t - 0.4'' t^2\end{aligned}$$

d'après Connaissance des temps, 1982

$$\begin{aligned}\text{où : } T &= 0.5 \text{ siècles} \\ t &= (\text{année} - 1950.0)/100.\end{aligned}$$

Soit :

$$\begin{aligned}\xi_A &= 2305'' t + 0.3'' t^2 \\ \zeta_A &= 2304.9'' t + 1.1'' t^2 \\ \theta_A &= 2004.3'' t - 0.4'' t^2\end{aligned}$$

Les variations de ξ_A , ζ_A et θ_A sont inférieures à 1/2' arc par an. ξ_A , ζ_A et θ_A sont donc fixés et calculés pour une mission donnée. Alors :

$$\begin{aligned}\cos \delta \sin(\alpha - \zeta_A) &= \cos \delta_{50} \sin(\alpha_{50} + \xi_A) \\ \cos \delta \cos(\alpha - \zeta_A) &= -\sin \delta_{50} \sin \theta_A + \cos \delta_{50} \cos \theta_A \cos(\alpha_{50} + \xi_A) \\ \sin \delta &= \sin \delta_{50} \cos \theta_A + \cos \delta_{50} \sin \theta_A \cos(\alpha_{50} + \xi_A).\end{aligned}$$

2. Passage des coordonnées équatoriales aux coordonnées locales (a,e)

L'origine de l'azimut est prise au Nord.

$$\begin{aligned}\sin e &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos(T - \alpha) \\ \cos e \sin a &= -\cos \delta \sin(T - \alpha) \\ \cos e \cos a &= \cos \delta \sin \delta - \sin \delta \cos \delta \cos(T - \alpha)\end{aligned}$$

où T est le temps sidéral local et ϕ la latitude.

3. Correction de la parallaxe diurne

Cette correction est utilisée pour la Lune.

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= P \cos \phi \sin(T - \alpha) / \cos \delta \\ \Delta\delta &= P(-\cos \delta \sin \phi + \cos \phi \sin \delta \cos(T - \alpha))\end{aligned}$$

où P est la parallaxe de la Lune.

4. Calcul des coordonnées des planètes

Les coordonnées des planètes sont calculées par développement polynomial en fonction du temps.

4.a. Généralités

Les termes d'ordre 0 à 3 des tables du bureau des longitudes (Connaissance des temps, 1982) permettent d'exprimer les coordonnées α et δ sous la forme :

$$\begin{aligned}\alpha &= a_0 + a_1x + a_2(2x^2 - 1) + a_3(4x^3 - 3x) \\ \delta &= d_0 + d_1x + d_2(2x^2 - 1) + d_3(4x^3 - 3x)\end{aligned}$$

$$\text{où } x = -1 + \frac{2(t - t_0)}{\Delta t}$$

t_0 est une origine de temps (jours),

t le temps courant (jours décimaux),

et $\Delta t = 33$ jours pour les planètes ou 4 jours pour la Lune.

La précision sur α et δ ainsi obtenue est toujours meilleure que 1', sauf pour Venus où elle peut atteindre 3'. Cette précision est déduite de la valeur des termes d'ordre 4 pour les tables de 1981 et 1982.

Les développements ci-dessus, valables pour $t_0 < t < t_0 + \Delta t$, le restent avec la précision de 1' arc pour :

$t_0 - 4 < t < t_0 + \Delta t + 4$ pour les planètes. Pour la Lune, le dépassement possible est de quelques heures.

Les coefficients utilisés par le logiciel, dérivés des coefficients de Tchebichev, sont tels que :

$$\alpha = A_0 + A_1X + A_2X^2 + A_3X^3$$

$$\delta = D_0 + D_1X + D_2X^2 + D_3X^3$$

où X est le temps en jours, écoulé depuis le jour 0 de l'horloge (mise en service de l'expérience).

Ces coefficients A_1 et D_1 sont calculés pour chaque jour de la période d'observation et lors de la mise en route de l'expérience, le jeu de coefficients du jour considéré est chargé. Il reste valable 10 jours pour les planètes, 1 à 4 jours pour la Lune. Le jeu de coefficients est changé lorsque le délai de validité est écoulé et la valeur de X affectée d'un décalage correspondant.

4.b. Calcul des A_i et D_i

$$x = -1 + 2 \frac{(t - t_c) + (t_c - t_0)}{\Delta t} = -1 + 2 \frac{X}{\Delta t} + 2 \frac{d_c}{\Delta t}$$

où t_c est le jour de mise sous tension de l'expérience (jour 0 de l'horloge) et $d_c = t_c - t_0$, $X = t - t_c$. Alors :

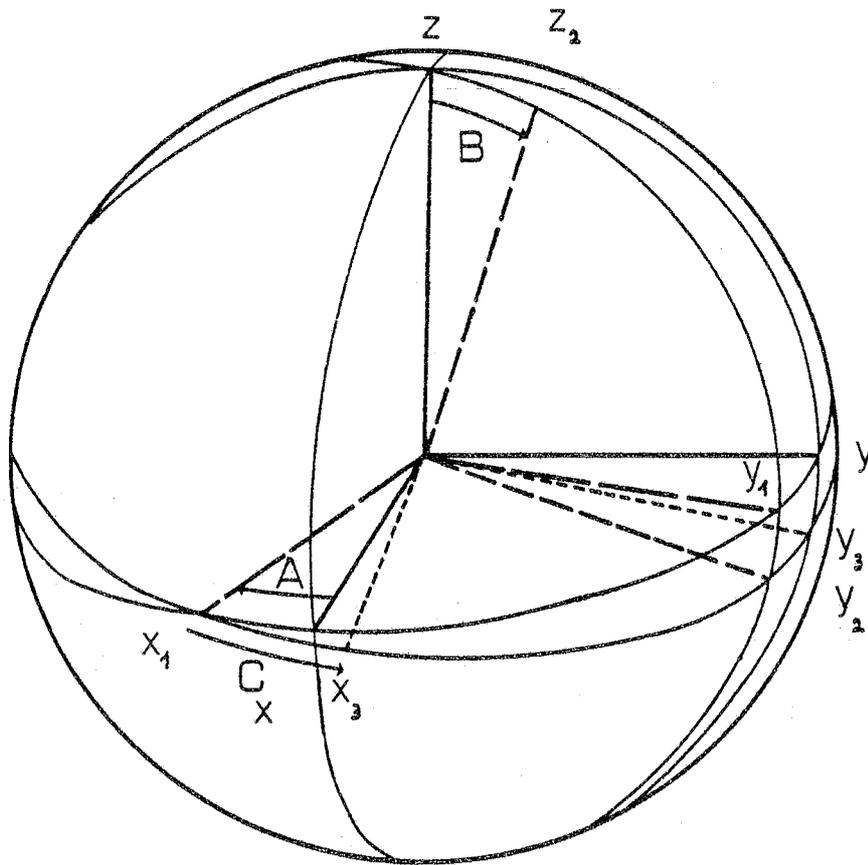
$$A_0 = a_0 + a_1 \left(-1 + 2 \frac{d_c}{\Delta t}\right) + 2a_2 \left(\frac{1}{2} - 4 \frac{d_c}{\Delta t} + 4 \frac{d_c^2}{\Delta t^2}\right) + a_3 \left(-1 + 18 \frac{d_c}{\Delta t} - 48 \frac{d_c^2}{\Delta t^2} + 32 \frac{d_c^3}{\Delta t^3}\right)$$

$$A_1 = \left(2a_1 + 2a_2 \left(-4 + 8 \frac{d_c}{\Delta t}\right) + a_3 \left(18 - 96 \frac{d_c}{\Delta t} + 96 \frac{d_c^2}{\Delta t^2}\right)\right) \frac{1}{\Delta t}$$

$$A_2 = \left(8a_2 + 4a_3 \left(-12 + 24 \frac{d_c}{\Delta t}\right)\right) \frac{1}{\Delta t^2}$$

$$A_3 = 32 a_3 \frac{1}{\Delta t^3}$$

D_i est obtenu de même, en remplaçant a_i par d_i .



Axes initiaux (x , y , z)

A, rotation autour de Oz (négatif ici)

Nouveaux axes (x₁, y₁, z)

B, rotation autour de Ox₁

Nouveaux axes (x₁, y₂, z₂)

C, rotation autour de Oz₂

Nouveaux axes (x₃, y₃, z₂)

FIGURE A1 - Définition des angles A, B et C

Pour que les coefficients soient valables 10 jours, d_c varie de - 4 à $\Delta t - 6$ (± 1 jour environ suivant la longueur du mois précédent et du mois en cours puisque les coefficients de Tchebichev sont donnés pour 33 jours à partir de chaque début de mois). Pour la Lune, d_c varie de 0 à 3 jours.

Les coefficients A_i et D_i ainsi calculés sont mis en mémoires mortes programmables (EPROM). Quatre EPROM de deux Koctets assurent ainsi une autonomie de un mois d'observations.

5. Calcul du temps sidéral local

$LST = TS_0 + 1.002738 \times 2\pi.X - LONG \times 2\pi/360$ (en radians),
où TS_0 est le temps sidéral local à 0 heures du jour 0 de l'horloge.

6. Calcul de l'intersection du plan galactique avec une élévation donnée

6.a. Passage des coordonnées galactiques (l_{II} , b_{II}) aux coordonnées équatoriales 1950

$$\begin{aligned}\cos \delta_{50} \sin(\alpha_{50} + 77.75) &= \cos b_{II} \sin(l_{II} - 33) \cos 62.6 - \sin b_{II} \sin 62.6 \\ \cos \delta_{50} \cos(\alpha_{50} + 77.75) &= \cos b_{II} \cos(l_{II} - 33) \\ \sin \delta_{50} &= \cos b_{II} \sin(l_{II} - 33) \sin 62.6 + \sin b_{II} \cos 62.6\end{aligned}$$

6.b. Composition de deux rotations (A, B, C) et (D, E, F)

Les angles A, B, C (respectivement D, E, F) sont définis par la Figure A1. (a_0, d_0) , (a_1, d_1) et (a_2, d_2) sont les coordonnées angulaires (longitude, latitude) successives d'un point sur la sphère de rayon unité lors de la composition des rotations (A,B,C) puis (D,E,F).

$$\begin{aligned}\cos d_1 \sin(a_1 + C) &= \cos d_0 \sin(a_0 - A) \cos B + \sin d_0 \sin B \\ \sin d_1 &= -\cos d_0 \sin(a_0 - A) \sin B + \sin d_0 \cos B \\ \cos d_1 \cos(a_1 + C) &= \cos d_0 \cos(a_0 - A)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\cos d_2 \sin(a_2 + F) &= \cos d_1 \sin(a_1 - D) \cos E + \sin d_1 \sin E \\ \sin d_2 &= -\cos d_1 \sin(a_1 - D) \sin E + \sin d_0 \cos E \\ \cos d_2 \cos(a_2 + F) &= \cos d_1 \cos(a_1 - D)\end{aligned}$$

Alors :

$$\begin{aligned}\cos d_2 \sin(a_2 + I) &= \cos d_0 \sin(a_0 - G) \cos H + \sin d_0 \sin H \\ \sin d_2 &= -\cos d_0 \sin(a_0 - G) \sin H + \sin d_0 \cos H \\ \cos d_2 \cos(a_2 + I) &= \cos d_0 \cos(a_0 - G)\end{aligned}$$

où G et H vérifient :

$$\begin{aligned}\cos H &= \cos B \cos E - \sin B \sin E \cos(C + D) \\ \sin H \cos(G - A) &= \sin B \cos E + \cos B \sin E \cos(C + D) \\ \sin H \sin(G - A) &= \sin E \sin(C + D)\end{aligned}$$

H et I vérifient :

$$\begin{aligned}\sin H \cos(I - F) &= \cos B \sin E + \sin B \cos E \cos(C + D) \\ \sin H \sin(I - F) &= \sin B \sin(C + D)\end{aligned}$$

Remarque :

- (A, C), (D, F) et (G, I) sont compris entre 0 et 2π
- B, E et H sont compris entre 0 et π

6.c. Passage des coordonnées galactiques aux coordonnées équatoriales actuelles

Pour ce calcul :

$$\begin{aligned}A &= 33 + 180^\circ & D &= -\xi_A + 90^\circ \\ B &= 62.6^\circ & E &= \theta_A \\ C &= 77.75 + 180^\circ & F &= -\zeta_A + 270^\circ\end{aligned}$$

D, E et F sont fonctions de la date de la mission (± 6 mois) et fournissent, d'après les formules du 6.b., les valeurs :

$$G = AG$$

$$H = BG$$

$$I = CG$$

AG, BG et CG sont tabulés et mis en EPROM pour chaque mission.

D'où :

$$\cos \delta \sin(\alpha + CG) = \cos b_{II} \sin(l_{II} - AG) \cos BG + \sin b_{II} \sin BG$$

$$\sin \delta = - \cos b_{II} \sin(l_{II} - AG) \sin BG + \sin b_{II} \cos BG$$

$$\cos \delta \cos(\alpha + CG) = \cos b_{II} \cos(l_{II} - AG)$$

6.d. Passage des coordonnées galactiques aux coordonnées locales

$$A = AG \quad D = LST^\circ + 90$$

$$B = BG \quad E = 90 - LATI^\circ$$

$$C = CG \quad F = 270^\circ$$

fournissent de même :

$$G = DGLOC$$

$$H = EGLOC$$

$$I = FGLOC$$

DGLOC, SIN (EGLOC) (noté SINEGL), COS (EGLOC) (noté COSEGL) et FGLOC sont calculés pour chaque valeur du temps sidéral nécessaire (toutes les 3 secondes de TU) d'après les formules du 6.b.

D'où :

$$\cos e \sin((- a) + FGLOC) = \cos b_{II} \text{COSEGL} \sin(l_{II} - DGLOC) + \sin b_{II} \text{SINEGL}$$

$$\sin e = - \cos b_{II} \text{SINEGL} \sin(l_{II} - DGLOC) + \sin b_{II} \text{COSEGL}$$

$$\cos e \cos((- a) + FGLOC) = \cos b_{II} \cos(l_{II} - DGLOC)$$

6.e. Intersection avec une iso-élévation

Le plan galactique est défini par $b_{II} = 0$, d'où :

$$\sin e = - \text{SINEGL} \sin(l_{II} - \text{DGLOC})$$

$$\cos e \sin(-a + \text{FGLOC}) = \text{COSEGL} \sin(l_{II} - \text{DGLOC})$$

$$\cos e \cos(-a + \text{FGLOC}) = \cos(l_{II} - \text{DGLOC})$$

Pour e donné, la première équation donne 0, 1 ou 2 valeurs pour l_{II} et les deux équations suivantes les valeurs de a correspondantes.

A N N E X E 2

DESCRIPTION DES FONCTIONS ASSUREES PAR LE LOGICIEL

1. Fonctions de préparation des observations

Pour chaque observation (de quelques minutes à plus d'une heure), un tableau des commandes du coelostat est élaboré par pas de 3 secondes. Les sorties des sources astronomiques hors de la fenêtre autorisée en azimut et en élévation peuvent ainsi être prévues à l'avance. Quatre modes sont possibles :

- Mode poursuite

Le balayage est centré en azimut sur la source choisie par l'utilisateur. L'élévation peut, soit suivre la source, soit être constante et fixée de sorte que la source traverse le balayage grâce à la rotation terrestre, avec une avance ajustable. Les objets observables sont définis dans un catalogue. Les objets du système solaire (Soleil, Vénus, Lune, Mars, Jupiter, Saturne) bénéficient d'un traitement séparé : leur coordonnées célestes sont automatiquement calculées toutes les trois secondes d'après des développements polynomiaux à l'ordre 3 dont les coefficients sont tabulés jour par jour pour la durée de la mission.

- Mode galactique

Le calculateur centre le balayage sur le plan galactique ($b_{II} = 0^\circ$) à l'élévation choisie par l'utilisateur. Suivant les cas 0, 1 ou 2 choix de longitudes sont possibles. L'élévation peut ensuite rester fixe ou varier linéairement avec le temps à la vitesse voulue.

- Mode extinction

L'utilisation en mode référencé sur un corps noir permet de mesurer la température de brillance de l'émission thermique atmosphérique à des élévations variables depuis 10° jusqu'à 70° avec le pas et à l'azimut désirés.

- Mode local
L'élévation et l'azimut moyen du balayage sont explicitement choisis par l'utilisateur.

Ces fonctions de base sont complétées par les options :

- Liste du tableau des commandes précédemment calculé en azimut et élévation codées, et des zones ainsi observées en coordonnées célestes toutes les minutes.
- Liste du contenu du catalogue d'objets en coordonnées (α_{50} , δ_{50})
- Ajout d'un objet au catalogue
- Suppression d'un objet au catalogue
- Liste du jeu de coefficients utilisé pour le calcul des positions de planètes.
- Saisie d'un commentaire qui est stocké avec les données lors de l'observation, permettant ainsi d'enregistrer des informations la concernant. Les paramètres de la chaîne de détection étaient en principe actualisés régulièrement lors de la mission à l'aide de cette fonction.

2. Fonctions de gestions des paramètres généraux

Les paramètres pris en compte pour la préparation du tableau de commandes sont :

- l'amplitude du balayage
- la vitesse du balayage choisie parmi 6 vitesses asservies (de 0.6° s^{-1} à 8.4° s^{-1}) plus un asservissement en position (vitesse nulle)
- l'axe de l'expérience, déterminé par rapport au Nord Géographique
- les limites inférieure et supérieure autorisées en élévation, fixées la majeure partie du temps à 10° (limitation par l'environnement au sol) et 70° (pour ne pas intercepter le primaire). Toutefois les observations astronomiques ont été faites à plus de 30° d'élévation (moins de 2 masses d'air).

Les paramètres pris en compte pendant les observations sont :

- les gains du convertisseur analogique/numérique pour les huit canaux qui peuvent être prélevés pour le stockage. Etaient également sélectionnés les canaux à prélever parmi ceux-ci, et le canal à visualiser par le système temps réel.
- L'intervalle de temps pour le prélèvement, égal à 5 milli-secondes minimum,
- le décalage d'origine en azimut pour le système temps réel permettant de choisir la zone du balayage à visualiser,
- l'intervalle entre les prélèvements visualisés permettant de contracter en azimut la représentation du signal, car le système temps réel doit recevoir un nombre fixé d'échantillons dans la largeur de l'écran.

3. Fonctions de gestion des supports magnétiques

- demande du status (état logique) du support sélectionné (disque souple ou bande)
- initialisation en écriture
- initialisation en lecture
- lecture d'un support et édition d'une statistique des enregistrements contenus
- lecture et édition du contenu des enregistrements bloc par bloc
- fermeture du support en cours
- choix du support (disque souple ou bande)
- formatage du support (disques souples uniquement)
- copie d'un certain nombre d'enregistrements du support sélectionné sur l'autre support.

4. Fonctions d'exécution des observations

- L'exécution avec stockage démarre l'observation préparée, puis assure l'envoi des commandes vers le coelostat, le prélèvement du signal, le stockage de celui-ci et des status, et l'envoi des prélèvements nécessaires à la visualisation en temps réel.

Sur le support magnétique sont successivement inscrits un entête précisant l'état des paramètres et des status (bloc de 256 octets), les échantillons (temps en centisecondes pour la vérification ultérieure de la synchronisation, valeur des codeurs lus fournissant l'azimut et l'élévation, status du coelostat, prélèvements des p canaux sélectionnés, soit au total $6 + 2p$ octets), et en fin d'observation (normale ou abandonnée), une fin de fichier physique.

- L'exécution sans stockage effectue le même travail sans le stockage sur support magnétique.
- L'exécution avec contrôle manuel du pointage est identique à la fonction précédente, mais il est possible de modifier le pointage du coelostat en azimut (et en élévation si nécessaire). Elle permet de déterminer l'axe géographique de l'expérience par optimisation du signal issu d'une source brillante (lune ou soleil).
- Le calcul de la dispersion et de la valeur moyenne du signal, sans contrôle du pointage, qui doit être assuré manuellement, permet l'étude des bruits expérimentaux et atmosphériques.

La Figure A2 résume l'ensemble des commandes disponibles pour l'utilisateur.

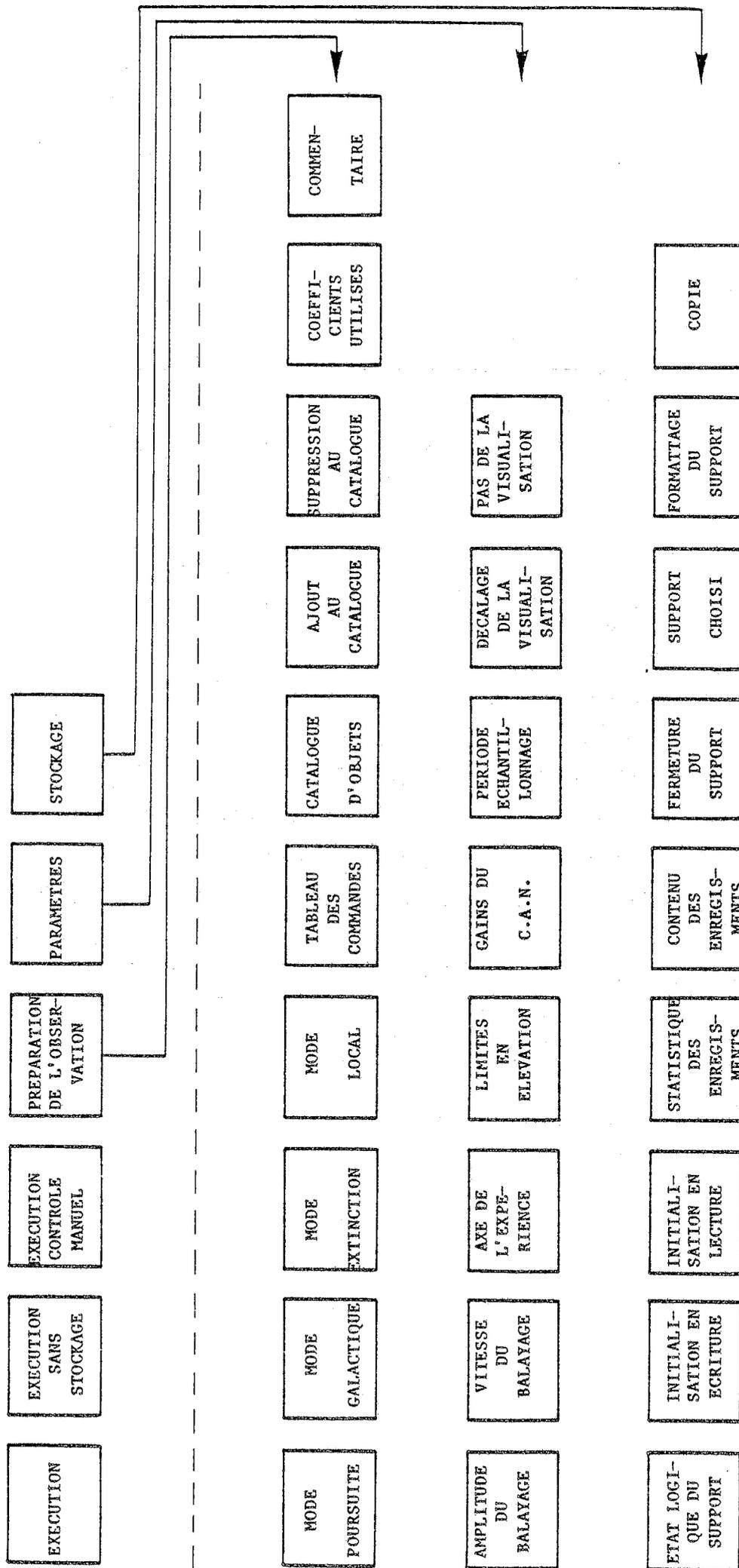


FIGURE A2 - Organigramme des commandes accessibles à l'utilisateur

B I B L I O G R A P H I E

- CAUX, E. : 1982,
Thèse Univ. P. Sabatier Toulouse
- CORON, N. : 1976,
Infrared Phys. **16**, 411
- CUNNINGHAM, C.T., ADE, P.A.R., ROBSON, E.I., NOLT, I.G.,
RADOSTITZ, J.V. : 1981,
Icarus **48**, 127
- DAMBIER, G., LEBLANC, J., MOALIC, J.P., CORON, N. et LINANT, J.,
Brevet n° 2410211 (7736217) du 25 novembre 1977
- DAY, K.L. : 1981,
Astrophys. J. **246**, 110
- EVE, W.D., SOLLNER, T.C.L.G., ROBSON, E.I. : 1977,
Astron. Astrophys. **59**, 209
- FABBRI, R., GUIDI, I., MELCHIORRI, F., NATALE, V. : 1979,
Proc. 2nd M. Grossmann Meeting Trieste (Italy)
- GARY, B., STACEY, J., DRAKE, F.D. : 1965,
Astrophys. J. Suppl. **12**, 239
- GAUT, N.E., REIFENSTEIN, E.C. : 1971,
Environ. Res. and Tech. Report **13**, Lexington Massachussets
- GISPERT, R., PUGET, J.L., SERRA, G. : 1982,
Astron. Astrophys. **106**, 293
- HAUSER, M.G., DWEK, E., GEZARI, D., SILVERBERG, R., KELSALL, T.,
STIER, M., CHEUNG, L. : 1983,
Kinematics Dynamics and Structure of the Milky Way, W.L.H. Shuter
(ed.), 183

- HAYAKAWA, S., MATSUMOTO, T., MURAKAMI, H., UYAMA, K., THOMAS, J.A.,
YAMAGAMI, T. : 1981,
Astron. Astrophys. **100**, 116
- HOFFMANN, W.F., FREDERICK, C.L., EMERY, R.J. : 1971,
Astrophys. J. Letters **170**, L89
- LEGER, A., GAUTHIER, S., DEFOURNEAU, D., ROUAN, D. : 1983,
Astron. Astrophys. **117**, 164
- LOW, F.J., DAVIDSON, A.W. : 1965,
Astrophys. J. **142**, 12
- MAIHARA, T., ODA, N., SUGIYIMA, T., OKUDA, H. : 1978,
Publ. Astron. Soc. Japan **30**, 1
- MEZGER, P.G., MATHIS, J.S., PANAGIA, N. : 1982,
Astron. Astrophys. **105**, 372
- OWENS, D.K., MUEHLNER, D.J., WEISS, R. : 1979,
Astrophys. J. **231**, 702
- PRICE, S.D. : 1981,
Astron. J. **86**, 193
- PUGET, J.L., SERRA, G. : 1982,
Preprint
- ROBSON, E.I., EVE, W.D., ADE, P.A.R., RICE, D.P., CLEGG, P.E.,
EL ATAWY, S. : 1978,
Infrared Phys. **18**, 781
- ROUAN, D. : 1980,
Astron. Astrophys. **87**, 169
- RYTER, C., CESARSKY, C.J., AUDOUZE, J. : 1975,
Astrophys. J. **198**, 103

SERRA, G., BOISSE, P., GISPERT, R., WIJNBERGEN, J., RYTER, C.,
PUGET, J.L. : 1979,
Astron. Astrophys. **76**, 259

WERNER, M.W., NEUGEBAUER, G., HOUCK, J.R., HAUSER, H.G. : 1978,
Icarus **35**, 289

WHITCOMB, S.E., HILDEBRAND, R.H., KEENE, J. : 1980,
Publ. Astron. Soc. Pacific **92**, 863

WOODY, D.P., RICHARDS, P.L. : 1981,
Astrophys. J. **248**, 18