



**HAL**  
open science

# Developpement d'un radiometre infrarouge thermique multicanal: Qualification du prototype large champ CLIMAT

Christophe Pietras

► **To cite this version:**

Christophe Pietras. Developpement d'un radiometre infrarouge thermique multicanal: Qualification du prototype large champ CLIMAT. Océan, Atmosphère. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 1996. Français. NNT: . tel-00007719v2

**HAL Id: tel-00007719**

**<https://theses.hal.science/tel-00007719v2>**

Submitted on 15 Nov 2010

**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.

N° d'ordre:1703



# THESE

présentée à

*L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE*

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

**LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE**

par

Christophe PIETRAS

## **“Développement d'un radiomètre infrarouge thermique multicanal: qualification du prototype large champ CLIMAT”**

*soutenue le 23 Janvier 1996 devant la commission d'examen:*

<i>M. G. GUYOT</i>	<i>INRA, Avignon</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. P. VERMANDE</i>	<i>CNES, Toulouse</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>M. T. PHULPIN</i>	<i>CNES, Toulouse</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. J.L. MONGE</i>	<i>LMD, Paris</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. M. LEGRAND</i>	<i>LOA, Université de Lille I</i>	<i>Directeur de thèse</i>
<i>M. M. HERMAN</i>	<i>LOA, Université de Lille I</i>	<i>Examineur</i>
<i>M. G. BROGNIEZ</i>	<i>LOA, Université de Lille I</i>	<i>Examineur</i>

**U.F.R. de Physique Fondamentale**

*LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE*



---

*A Jean-Paul et Monique...*

*Mes Parents*



---

## Remerciements.

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille dirigé par Monsieur Maurice Herman, Professeur, que je remercie de m'avoir accueilli et de me faire l'honneur de sa présence dans mon jury.

Je remercie Messieurs Michel Legrand et Gérard Brogniez, Professeurs, qui m'ont encadrés au cours de ces trois années et dont le soutien permanent a permis de mener à bien cette thèse.

Je suis très honoré que Messieurs Gérard Guyot, Directeur de recherches, et Paul Vermande, ingénieur au CNES, aient accepté de rapporter sur l'ensemble de mon travail.

Je remercie Monsieur Thierry Phulpin pour le rôle qu'il a joué dans la réalisation de ce projet et pour sa présence au jury. Je remercie aussi Monsieur Jean-Louis Monge pour sa présence au jury et pour l'intérêt qu'il porte à mon travail. Je remercie enfin Monsieur Jean-Pierre Buis de la société CIMEL dont le savoir-faire et la compétence technique ont permis de mener à bien le projet dans les meilleures conditions.

Je remercie particulièrement Madame Jacqueline Lenoble, Professeur et fondatrice du Laboratoire, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail et pour ses précieux conseils. Je tiens à adresser mes vifs remerciements à Claude Devaux pour son encadrement lors de mon DEA, ses précieux conseils lors des campagnes de mesures sur le terrain et pour sa gentillesse. Je tiens aussi à remercier Frédéric Lemire, Jean-Yves Balois, Christian Verwaerde et l'équipe d'électronique pour leur précieuse aide, leur dévouement et leur compétence. J'ai bénéficié en outre au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'aide de nombreuses personnes. J'en ai très souvent profité, parfois abusé; qu'ils trouvent tous et toutes ici ma profonde gratitude.

Ce travail a bénéficié du support financier du Centre National d'Etudes Spatiales.



---

## Résumé.

Un radiomètre multicanal comportant jusqu'à six canaux dans la fenêtre spectrale de l'infrarouge thermique à  $10\ \mu\text{m}$ , a été conçu pour réaliser des mesures, sur le terrain et aéroportées, de luminance et de température de brillance. Le détecteur est une thermopile rapide dont la réponse est faiblement dépendante de la température. La réalisation instrumentale a été conduite par la société CIMEL. L'analyse physique et la qualification des différentes étapes du développement de l'instrument ont été effectuées au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA). Un prototype nommé CLIMAT (Conveyable Low noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and surface Targets) dont le champ de visée est de  $10^\circ$  a été qualifié en laboratoire puis en conditions réelles.

Les caractéristiques essentielles de sensibilité, bruit, champ, comportement thermique, stabilité temporelles ont été étudiées sur le prototype. Les premiers résultats de mesures de la température de brillance d'un ciel clair, réalisées à Lille, sont présentés et comparés avec les résultats de simulations obtenus avec un code radiatif. Le comportement du prototype est en outre comparé avec celui d'un radiomètre monocanal Barnes PRT-5 ( $8\text{-}14\ \mu\text{m}$ ). L'instrument a enfin été qualifié lors de mesures aéroportées de température de brillance de la surface marine au large de Calais, à l'aide des données satellitaires (AVHRR) de température de la mer.

Mots clés: Radiomètre infrarouge thermique, Multicanaux, Télédétection, Sondage atmosphérique.





---

## **Abstract.**

A multichannel radiometer, which is designed to have up to six channels in the thermal infrared, in particular the atmospheric window centered on  $10\ \mu\text{m}$ , has been performed to realize ground measurements of radiance and brightness temperatures, and for airborne measurements. The detector is a fast thermopile characterized by a very low temperature dependence of its responsivity. The CIMEL company has been in charge of the instrumental realization. The physical analysis and the qualification of the successive steps of the instrument development have been performed by the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA). A wide field-of-view prototype named CLIMAT (Conveyable Low noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and surface Targets) has been analyzed in laboratory and in realistic conditions.

The essential characteristics of sensitivity, noise, field-of-view, thermal behavior, temporal stability have been studied with the prototype. The first results of brightness temperature collected in Lille in clear sky conditions, are then presented and compared with brightness temperature computed with a radiative code. The prototype behavior is besides compared with the one of a monochannel Barnes PRT-5 ( $8\text{-}14\ \mu\text{m}$ ). The instrument has been also qualified for airborne measurements of brightness sea surface temperature off Calais, with the aid of satellite data (AVHRR) of sea temperature.

Keywords: Thermal infrared radiometer, Multichannels , Remote Sensing, Atmospheric sounding



# Sommaire

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>II</b>	<b>CHAPITRE 1</b>	<b>23</b>
<b>1</b>	<b>Généralités</b>	<b>25</b>
1.1	Description des instruments disponibles. . . . .	25
1.1.1	Les radiothermomètres statiques . . . . .	25
1.1.2	Les radiothermomètres et les radiomètres à modulation mécanique . . . . .	26
1.2	Intérêt d'un nouveau radiomètre infrarouge. . . . .	29
1.3	Principe général et caractéristiques requises du radiomètre. . . . .	29
1.4	Présentation du travail . . . . .	30
<b>III</b>	<b>CHAPITRE 2</b>	<b>33</b>
<b>2</b>	<b>Conception du radiomètre.</b>	<b>35</b>
2.1	Introduction . . . . .	35
2.2	Choix du détecteur. . . . .	35
2.2.1	Caractéristiques essentielles des détecteurs. . . . .	35
2.2.2	Critères de choix. . . . .	37
2.2.3	Principe général et caractéristiques des détecteurs thermiques. . . . .	37

2.2.4	Le rapport signal/bruit des détecteurs thermiques. . . . .	40
2.2.5	Les différents bruits des détecteurs thermiques. . . . .	43
2.2.6	Description des différents détecteurs thermiques. . . . .	47
2.3	Choix de l'optique. . . . .	53
2.3.1	Illustration du dispositif de Köhler. . . . .	53
2.3.2	Les lentilles. . . . .	55
2.3.3	Les filtres interférentiels. . . . .	56
2.3.4	Miroir escamotable. . . . .	57
2.4	Simulations. . . . .	58
2.4.1	L'optique géométrique. . . . .	58
2.4.2	Méthode de Monte-Carlo. . . . .	65
2.5	Conclusions. . . . .	68

## **IV CHAPITRE 3 73**

### **3 Qualification du radiomètre CLIMAT. 75**

3.1	Principe de fonctionnement du radiomètre. . . . .	75
3.2	Fonction angulaire de champ. . . . .	77
3.3	Fonction spectrale de transfert. . . . .	81
3.3.1	Les filtres interférentiels . . . . .	81
3.3.2	La fenêtre germanium et la lame ZnS. . . . .	83
3.3.3	Les lentilles. . . . .	85
3.3.4	Fonctions de transmission spectrales du prototype CLIMAT. . . . .	86
3.4	Sensibilité radiométrique. . . . .	87
3.4.1	Procédure d'étalonnage. . . . .	87
3.4.2	Description du corps noir utilisé. . . . .	88
3.4.3	Description du dispositif d'étalonnage. . . . .	88

---

3.4.4	Etalonnage en luminance. . . . .	89
3.4.5	Etalonnage en température: 1 <sup>ère</sup> méthode . . . . .	93
3.4.6	Etalonnage en température: 2 <sup>ème</sup> méthode . . . . .	94
3.5	Comportement thermique du radiomètre. . . . .	95
3.5.1	Constantes de temps du radiomètre et du corps noir . . . . .	95
3.5.2	Température du corps noir restituée par le radiomètre perturbé thermiquement. . . . .	96
3.6	Bruit instrumental. . . . .	99
3.6.1	Différence de température équivalente au bruit (NEDT) . . . . .	99
3.7	Conclusions. . . . .	101
<b>V</b>	<b>CHAPITRE 4</b>	<b>103</b>
<b>4</b>	<b>Premières mesures avec le radiomètre CLIMAT.</b>	<b>105</b>
4.1	Campagne sol–Mars 1995 . . . . .	105
4.1.1	Transmittance de l’atmosphère calculée avec le code radiatif Lowtran–7. . . . .	106
4.1.2	Température du ciel simulée par le code Lowtran–7. . . . .	108
4.1.3	Température du ciel mesurée par CLIMAT. . . . .	111
4.2	Campagne aéroportée - 28 Juin 1995. . . . .	117
4.2.1	Température de brillance de la mer mesurée par CLIMAT. . . . .	117
4.2.2	Température de brillance de la mer, mesurée par AVHRR. . . . .	122
<b>VI</b>	<b>CONCLUSIONS</b>	<b>125</b>
<b>VII</b>	<b>ANNEXES</b>	<b>131</b>
<b>A</b>	<b>Grandeurs radiatives.</b>	<b>133</b>
A.1	Définitions . . . . .	133

---

A.2	Emission du corps noir . . . . .	134
<b>B</b>	<b>Etudes des principaux détecteurs thermiques disponibles sur le marché.</b>	<b>139</b>
<b>C</b>	<b>Equations de base constituant le programme de tracé de rayons.</b>	<b>143</b>
<b>D</b>	<b>Etalonnage des capteurs de température.</b>	<b>147</b>
<b>E</b>	<b>Ajustement de la luminance dans les différents canaux du prototype.</b>	<b>153</b>
E.1	Calcul exact . . . . .	153
E.2	Ajustement en $a * T^b$ . . . . .	153
E.3	Ajustement en $a * e^{-b/T}$ . . . . .	155
E.4	Ajustement en $a * e^{-b/T^n}$ . . . . .	155
E.5	Récapitulatif . . . . .	156
<b>F</b>	<b>Publications.</b>	<b>157</b>
F.1	Publication lors du congrès ISPRS, Val d'Isère, 1994. . . . .	157
F.2	Publication lors du congrès SPIE, Paris, 1995. . . . .	165
<b>VIII</b>	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>179</b>

# Liste de Tables

1.1	Cahier des charges	31
2.1	Comparaison des caractéristiques essentielles typiques de détecteurs thermiques.	53
2.2	Caractéristiques du détecteur thermique de CLIMAT à 23 °C.	54
2.3	Contribution à la luminance au delà de 40 $\mu\text{m}$ .	57
2.4	Simulation des aberrations géométriques pour trois optiques.	60
2.5	Résultats des simulations pour les trois options dans et hors conditions de Gauss.	63
2.6	Valeurs de l'indice de réfraction du germanium.	63
2.7	Importance de la pupille d'entrée.	68
3.1	Transmittances à 10.6 $\mu\text{m}$ , en incidence normale, de l'optique du prototype.	86
3.2	Sensibilités en luminance du prototype lors de trois étalonnages.	93
3.3	Moyennes et Ecart types de la différence entre la température du corps noir restituée et mesurée dans les quatre canaux.	99
3.4	Etude statistique du bruit expérimental, sur le prototype.	99
3.5	NEP, NEDR et NEDT mesurés sur le prototype CLIMAT dans les quatre canaux spectraux.	102
4.1	Luminances descendantes de canal et températures de ciel correspondantes, calculées avec le code Lowtran-7.	109
4.2	Conditions d'observation pour les deux journées de mesures de la température de brillance de ciel.	111



4.3	Configuration de chaque axe entre Calais et Dieppe. . . . .	120
B.1	Caractéristiques de quelques détecteurs thermiques . . . . .	140
D.1	Etalonnage des sondes en platine . . . . .	151
D.2	Ecart types des fluctuations de la température du mélange eau-glace à 0°C. . . . .	151
E.1	Comparaison des différents ajustements de la luminance de canal du prototype. . . . .	156

# Listes de Figures

1.1	Schéma synoptique d'un radiomètre statique. . . . .	26
1.2	Schéma synoptique d'un radiothermomètre ou d'un radiomètre à modulation. . . . .	27
2.1	Variations spectrales de la détectivité spécifique selon le type de détecteur. . . . .	36
2.2	Représentation des échanges énergétiques sur la surface sensible d'un détecteur thermique. . . . .	38
2.3	Circuit équivalent impédance d'un détecteur thermique. . . . .	40
2.4	Filtrage. . . . .	42
2.5	Circuit équivalent au générateur de bruit Johnson. . . . .	45
2.6	Une modeste histoire de la technologie infrarouge. . . . .	48
2.7	Principe du bolomètre. . . . .	49
2.8	Principe du détecteur pneumatique. . . . .	50
2.9	Principe du détecteur pyroélectrique. . . . .	51
2.10	Principe du détecteur à thermocouple. . . . .	52
2.11	Dispositif de Köhler. . . . .	55
2.12	Tracé de rayon: image dans les conditions de Gauss et tache de moindre diffusion. . . . .	61
2.13	Tracé de rayon appliqué au prototype CLIMAT. . . . .	62
2.14	Simulation de Monte Carlo sur le prototype du radiomètre CLIMAT: position du détecteur. . . . .	66
2.15	Simulation de Monte Carlo sur le prototype du radiomètre CLIMAT: répartition de l'énergie sur le détecteur. . . . .	67
2.16	Schéma synoptique de l'instrument. . . . .	69

2.17	Schéma de l'électronique montée sur l'instrument. . . . .	69
2.18	Vue générale du prototype CLIMAT. . . . .	70
2.19	Vue en coupe de la tête optique du prototype CLIMAT. . . . .	71
3.1	Dispositif expérimental dédié à la mesure du champ du prototype CLIMAT. . . . .	78
3.2	Fonction de champ expérimentale du prototype CLIMAT. . . . .	80
3.3	Comparaison des transmittances spectrales d'un jeu de filtres de référence, fournies par le constructeur et mesurées à l'aide de trois spectromètres différents. . . . .	82
3.4	Transmittances spectrales moyennées du jeu de de la même série que celui qui équipe le prototype . . . . .	84
3.5	Transmittances spectrales de l'optique du prototype CLIMAT. . . . .	85
3.6	Fonctions de transmission spectrales du prototype. . . . .	88
3.7	Vue en coupe du corps noir utilisé pour l'étalonnage. . . . .	90
3.8	Dispositif expérimental utilisé pour l'étalonnage du radiomètre. . . . .	90
3.9	Courbes d'étalonnage en luminance, réalisées le 04/04/1995, sur le prototype CLIMAT. . . . .	92
3.10	Constantes de temps thermiques du corps noir et de CLIMAT. . . . .	96
3.11	Température du corps noir restituée par le prototype en fonction de celle mesurée par une sonde platine. . . . .	97
3.12	Différences entre la température du corps noir restituée et mesurée. . . . .	98
3.13	Différences entre la température du corps noir restituée et mesurée en fonction de $T_d$ . . . . .	100
3.14	Mesure du bruit expérimental sur le prototype CLIMAT. . . . .	101
4.1	Le prototype CLIMAT et le radiomètre Barnes PRT-5 sur le toit du Laboratoire. . . . .	106
4.2	Transmittance atmosphérique et transmittances instrumentales. . . . .	107
4.3	Profils standard de température et de concentration en vapeur d'eau. . . . .	110
4.4	Comparaison des profils de température et d'humidité relative fournis par Uccle et Trappes (23/03/1995). . . . .	112
4.5	Températures de ciel clair mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT le 10/03/1995. . . . .	114

---

4.6	Températures de ciel clair mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT le 10/03/1995.	115
4.7	Installation du radiomètre Barnes PRT-5 et du prototype CLIMAT à bord de l'avion. . . . .	118
4.8	Représentation du chemin suivi par l'avion sur une carte. . . . .	119
4.9	Configuration en vol des radiomètres CLIMAT et Barnes . . . . .	119
4.10	Résultats de la campagne de mesures aéroportées. . . . .	121
4.11	Températures de la mer obtenues à partir des mesures dans les canaux 4 et 5 du capteur AVHRR. . . . .	123
4.12	Températures de brillance de la mer le long de l'axe Calais–Dieppe mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT comparées à la température de la mer restituée par l'algorithme "split–window" appliqué aux données du capteur satellitaire AVHRR. . . . .	124
B.1	Comparaison du NEDT de deux détecteurs thermiques . . . . .	141
B.2	Variations de la sensibilité d'un détecteur pyroélectrique avec la fréquence de modulation.	142
B.3	NEDT de la thermopile Dexter CLIMAT en fonction de la température et de la longueur d'onde. . . . .	142
C.1	Propagation d'un milieu $n$ à un milieu $n'$ . . . . .	144
D.1	Schéma d'une sonde en platine. . . . .	148
D.2	Schéma de principe de la mesure de résistance avec un montage à 4 fils. . . . .	149
D.3	Description de l'étalonnage des sondes en platine . . . . .	150
D.4	Étalonnages des sondes en platine . . . . .	152
E.1	Luminances de canal de l'instrument calculées avec la méthode des trapèzes dans les quatre canaux en fonction de la température du corps noir cible. . . . .	154
E.2	Comparaison entre les luminances de canal calculées dans les canaux 1 et 3 du prototype et un ajustement en $a * T^b$ . . . . .	155



# **Introduction**



La télédétection infrarouge thermique, après une certaine stagnation, retrouve un regain d'intérêt auprès de la communauté scientifique. Les flux d'énergie, les aspects aérodynamiques, les problèmes d'hétérogénéité spatiale et les relations avec d'autres domaines spectraux sont des phénomènes complexes, que les développements récents pourront vraisemblablement éclaircir. Les nouveaux capteurs satellitaires et aéroportés en projet pour les dix prochaines années ([Durpaire et al., 1995, Phulpin et al., 1994, King et al., 1992, Chédin et al., 1991, François et al., 1994]), sont caractérisés par des résolutions spatiales, spectrales et radiométriques améliorées.

Le radiomètre CLIMAT (*Conveyable Low noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and Target surface*), objet du présent mémoire, est un instrument destiné aux mesures *in situ*, directement utilisables pour aider à résoudre les problèmes évoqués précédemment, mais aussi pour analyser, valider ou corriger les signaux issus des capteurs aéroportés et satellitaires. Son développement est le fruit d'une collaboration entre plusieurs équipes de recherche et un industriel. La société CIMEL Electronique, sous contrat ANVAR, l'INRA (Institut de National Recherche Agronomique, Avignon), le LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique, V.d'Ascq), le CRG/CNRS (Centre de Recherches Géophysiques, Garchy), et l'ENSPS/GSTS (Groupement Scientifique de Télédétection Spatiale, Starsbourg), avec l'appui financier du CNES, ont uni leurs compétences pour développer cet instrument, et répondre ainsi aux besoins de la communauté scientifique. L'étude de certains points a en outre requis la participation du LMD (Laboratoire de Météorologie dynamique, Paris), du LSH (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, V.d'Ascq) et du LASIR (LABoratoire de Spectroscopie Infrarouge et Raman, V.d'Ascq)



Le radiomètre CLIMAT est adapté à la mesure à partir du sol ou d'une plate-forme aéroportée, du rayonnement infrarouge émis par des cibles aussi diverses que des sols nus, des couverts végétaux, des roches, des surfaces marines, ou l'atmosphère.

La luminance mesurée par un capteur infrarouge dépend, d'une part de la température de la cible, et d'autre part de son émissivité. Les surfaces naturelles n'étant pas des corps noirs, ont une émissivité  $< 1$ . La contribution de chacun de ces facteurs n'est pas facile à déterminer. En général, l'utilisation de plusieurs canaux spectraux, dans la fenêtre atmosphérique, aide à y parvenir. La luminance qui est mesurée, correspond à la superposition de plusieurs phénomènes:

- l'émission propre de la surface,
- la réflexion par la surface du rayonnement émis par l'environnement (rayonnement atmosphérique dans le cas de la surface terrestre),
- l'absorption le long du trajet optique du flux de rayonnement émis et réfléchi par la surface,
- l'émission propre de l'atmosphère le long du trajet optique.

Une autre difficulté apparaît, dès qu'un capteur aéroporté ou satellitaire est utilisé pour observer des surfaces, en raison de la contribution non négligeable de l'atmosphère.

Le terme "température de surface" est une notion qui varie selon les approches (physique, climatologie, pédologie, géologie etc...). [Bonn et al., 1994] considèrent qu'un objectif important est de définir précisément et de relier ces différentes quantités. Température thermodynamique (définie à partir de l'énergie cinétique des molécules), température aérodynamique (définie comme l'extrapolation jusque la surface du profil de température mesuré dans l'air, au voisinage de celle-ci), et température radiative (définie comme la température d'un corps noir fictif qui aurait la même luminance dans la bande spectrale considérée) sont des définitions équivalentes, uniquement pour un milieu homogène et isotherme. [Becker, 1993] ont étudié les différents problèmes, rencontrés dans la définition et la détermination de la température et de l'émissivité des surfaces à diverses échelles. [Stoll M.P. et al., 1991] décrivent les mesures radiométriques effectuées sur le site test de La Crau, afin d'étudier la signature spectrale

---

et la température de surface. Ils définissent une émissivité et une température effective. La précision des mesures de la température effective est annoncée meilleure que 1 K. [Stoll M. et al., 1991] présentent une méthode de correction de l'étalonnage du radiomètre à balayage TIMS (*Thermal Infrared Multispectral Scanner*), grâce à son intercalibration avec un radiomètre large bande Barnes PRT-5, embarqués tous deux sur le C-130 de la NASA. Ils donnent une précision de 1K sur la température de brillance après correction.

Dans sa thèse, [Abuhassan, 1995] a présenté les premiers résultats de mesures de la température radiative et d'études spectrales de l'émissivité, obtenus sur différentes cibles (sols nus, couverts végétaux plus ou moins denses), avec le prototype du radiomètre CLIMAT. L'intérêt de la mesure de la température radiative a été montré en agronomie, pour la détermination du flux de chaleur sensible, en considérant toutefois que des corrections sont nécessaires, sur des surfaces partiellement couvertes par la végétation. Les données corrigées sont utilisées pour suivre le bilan d'énergie des surfaces (évapotranspiration). L'imagerie infrarouge satellitaire ou aéroportée pour le suivi de la végétation est aussi très exploitée ([Guyot, 1988, Prévost et al., 1993]).

L'identification des sols (pédologie) ou l'identification des roches (géologie) sont également des domaines d'application des mesures multispectrales dans l'infrarouge thermique. La teneur en silice des sols ou des roches, qui affecte de façon plus ou moins intense leurs émissivités entre 8.2 et 9.3  $\mu\text{m}$ , permet leurs identification. L'imagerie satellitaire ou aéroportée est encore ici largement employée ([Nerry et al., 1990, Schmugge et al., 1991]).

L'infrarouge thermique est en outre très utilisé en physique de l'atmosphère et en océanographie. L'impact radiatif total, du aux aérosols désertiques, est mesuré grâce à l'observation satellitaire des variations de la luminance mesurée en ciel clair ([Legrand et al., 1985], [Legrand et al., 1988]). Ces variations apparaissent bien corrélées aux épaisseurs optiques visibles [Legrand et al., 1989, Tanré et al., 1991]. L'apport d'une observation depuis le sol par des mesures de luminances du ciel pourrait permettre d'obtenir des informations sur la

granulométrie et peut être d'estimer les masses en suspension compte tenu que les aérosols désertiques sont constitués de grosses particules (rayons  $> 1\mu\text{m}$ ).

Les nuages présentent une grande variété de tailles et de morphologie. Leur étude requiert ainsi une résolution adaptée au type de nuage et au problème à résoudre [Gayet et al., 1992, Brogniez et al., 1995]. En particulier l'étude de la structure des cirrus nécessite une bonne résolution géométrique qu'il s'agisse de mesures satellitaire, sol ou aéroportées [Flamant et al., 1989, Gayet et al., 1989].

L'étude de la température de surface de la mer nécessite des mesures dans plusieurs bandes spectrales pour corriger des effets atmosphériques, dès que les mesures radiométriques sont effectuées au dessus d'une altitude de 300 m ([Saunders et al., 1990]).

D'autres applications dérivées utilisant un radiomètre plus simple, existent en particulier en météorologie pour la surveillance jour/nuit de la nébulosité ou pour la surveillance de la température des chaussées en prévision des risques de verglas.

# **CHAPITRE 1**



# Chapitre 1

## Généralités

Dans cet étude, nous considérons le cas de radiomètres multibandes de terrain. Les spectroradiomètres ne sont pas pris en compte.

### 1.1 Description des instruments disponibles.

Deux types d'instruments de terrain sont en général utilisés pour les mesures de luminance ou de température de brillance: les radiomètres statiques et les radiomètres à modulation mécanique. Il existe par ailleurs des instruments, éventuellement sophistiqués, réalisés dans certains laboratoires pour leurs besoins propres en mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique. Mais nous ne les prenons pas en considération car ces instruments, non commercialisés, ne sont pas disponibles pour la communauté scientifique.

#### 1.1.1 Les radiothermomètres statiques

Deux exemples de radiothermomètres de ce type sont l' Aga Thermopoint 80 et le Micron M80. Un système optique focalise le rayonnement émis par la source sur le détecteur. La mesure de l'échauffement du détecteur, par rapport au boîtier ou à un détecteur de référence non illuminé, permet de quantifier la luminance incidente (figure 1.1).

Les avantages, de ce type de radiothermomètre sont la simplicité, la légèreté, la maniabilité et le faible

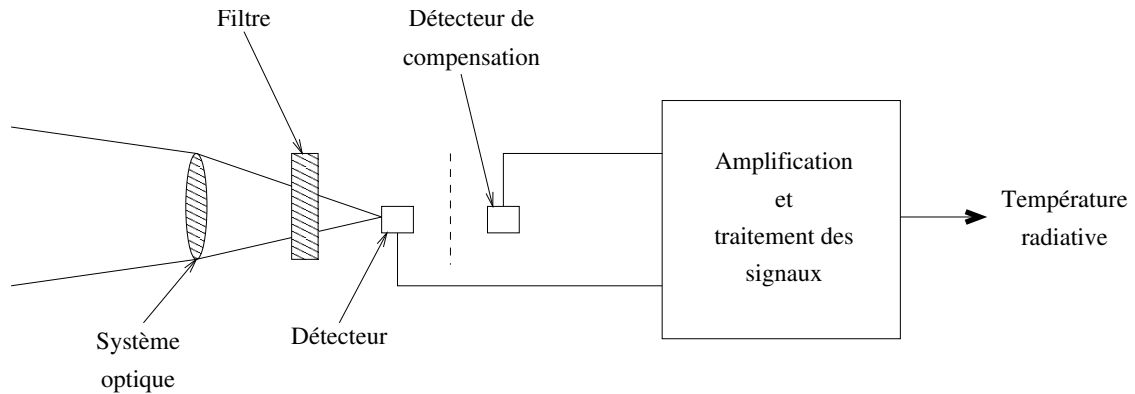


Figure 1.1: Schéma synoptique d'un radiomètre statique.

coût. Cependant une dérive temporelle importante (échauffement du système optique et du détecteur), la nécessité d'effectuer des étalonnage relatifs sur le terrain (pas de référence de température) et des bandes spectrales mal définies entraînent une imprécision de l'ordre de  $\pm 2\text{K}$  sur les températures de brillance mesurées.

### 1.1.2 Les radiothermomètres et les radiomètres à modulation mécanique

Ils fonctionnent sur le principe du radiothermomètre statique, dans lequel est ajoutée une modulation mécanique produite par un disque crénelé tournant à vitesse constante, devant l'optique frontale (figure 1.2). Cette modulation a l'avantage de prendre en compte à chaque instant la dérive thermique de l'optique. Elle nécessite cependant un système de détection synchrone et un détecteur approprié (temps de réponse court). Trois instruments de ce type sont décrits ci-dessous:

#### les radiothermomètres Heimann

La société Heimann produit plusieurs modèles de ce type d'instruments (modèles KT14 à KT19, [Notice technique, Heimann KT 17]). La précision annoncée sur la mesure de la température de brillance varie de  $\pm 0.25$  à  $\pm 0.7$  K selon le détecteur utilisé par le radiothermomètre et selon la bande

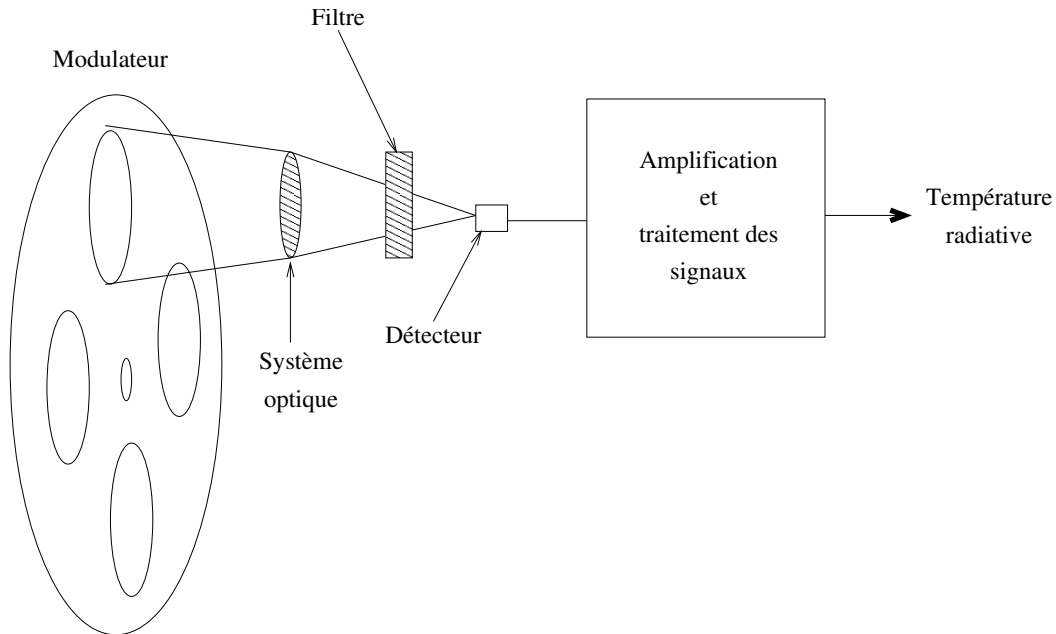


Figure 1.2: Schéma synoptique d'un radiothermomètre ou d'un radiomètre à modulation.

passante optique. La précision est toutefois considérée moins bonne en raison de la dérive thermique de l'optique, placée devant le modulateur mécanique. Cette dérive a été étudiée en particulier par [Guyot et al., 1992]. Plusieurs choix sont possibles pour le temps de réponse de ces radiothermomètres: 1s (valeur par défaut), 30ms, 100ms et 300ms. Par contre, une seule bande spectrale est disponible par instrument. La bande spectrale large 8-14 $\mu$ m est proposée pour les types KT15 et KT17. Plusieurs bandes spectrales sont proposées pour la version KT19: 2-2.7  $\mu$ m pour le KT19.01 et 8-20  $\mu$ m pour le KT19.83.

Le domaine des températures mesurables, compris entre -50°C et 800°C et décomposé en plusieurs gammes, est principalement adaptée pour la mesure des températures élevées. En revanche ces appareils ont une sensibilité un peu faible pour les mesures de luminance de ciel.

La cavité interne contenant le détecteur n'est pas thermostatée. Les températures permises pour le boîtier interne, sont comprises entre 0 et 60°C.

Le prix de ce type de radiomètre est en outre assez élevé (de l'ordre de 20000 à 30000 FF en Février



1991).

### les radiomètres Barnes

Les radiomètres Barnes [[Notice technique, Barnes PRT5](#)], sont considérés comme des instruments de référence. Leur technologie date de 25 ans; cependant leur comportement est éprouvé. L'optique est constituée d'un objectif en Irtran-2 et d'un condenseur, formé par une sphère en germanium dans laquelle est immergé le détecteur de type bolomètre. La cavité interne est thermostatée à 45 °C, et le modulateur mécanique est placé devant toute l'optique, ce qui permet d'éliminer toute dérive thermique.

Une bande spectrale unique est disponible sur la version PRT-5 (il est possible de changer le filtre, avec la nécessité d'un nouvel étalonnage). Le champ de visée est modifiable avec l'addition d'un télescope en avant de l'optique de l'instrument. La version multispectrale PRT-6, n'est plus commercialisée. La précision, annoncée de  $\pm 0.5$  K est considérée par les utilisateurs comme étant souvent meilleure (plutôt  $\pm 0.3$  K), à condition d'étalonner le radiomètre en cours d'expérience avec un corps noir de référence [[Saunders et al., 1990](#)]. Le poids et la consommation de cet appareil limitent son utilisation, pour les campagnes de mesures sur le terrain. De plus, il ne possède qu'une sortie analogique et doit être associé à une centrale d'acquisition de données. Enfin le coût très élevé de ce radiomètre (250000F) limite son acquisition par les laboratoires de recherche.

### Le spectroradiomètre PFES

L'instrument est doté d'un détecteur (photoconducteur) de type HgCdTe caractérisé par une détectivité spécifique élevée ( $0.189 \cdot 10^{11} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ ). Mais ce type de détecteur nécessite d'être refroidi. L'instrument est donc fourni avec une bouteille d'argon d'un poids de 6.8 kg. Le poids de la tête optique est de 11.4 kg. Ce type de matériel est donc peu adapté aux expériences de terrain

La mesure est la différence de signal obtenue en visant alternativement la cible et un corps noir interne. Ceci est réalisé grâce à un disque tournant incliné de 45° sur l'axe optique et doté d'un miroir. Ce radiomètre est multibande (2.4-4.5  $\mu\text{m}$ , 4.4-4.5  $\mu\text{m}$ , 7.9-14.5  $\mu\text{m}$ ), avec toutefois un bruit élevé dans la bande 2.4-4.5  $\mu\text{m}$ . Des problèmes de stabilité thermique nécessitent en outre d'effectuer des étalonnages

sur un corps noir extérieur.

### **Le radiomètre MINARAD RST-10**

Produit par la société MINARAD, l'instrument reprend le principe général du Barnes avec une électronique plus moderne et plusieurs filtres. Il reste cependant aussi peu portable que le Barnes (poids total 16 kg). Son coût, d'environ 160000 FF est encore élevé.

Cet appareil a aussi de très gros problèmes de stabilité.

## **1.2 Intérêt d'un nouveau radiomètre infrarouge.**

Les instruments décrits précédemment ne sont pas ou sont peu adaptés aux mesures sur le terrain. L'imprécision des uns, la portabilité réduite, la consommation en énergie élevée et le prix des autres, réduisent leur capacité. Un nouvel instrument répondant mieux aux besoins des scientifiques est donc nécessaire.

Cet instrument devra satisfaire aux exigences de portabilité, de faible consommation énergétique, et cependant conserver une précision satisfaisante, de l'ordre de celle du Barnes PRT-5. Les mesures multispectrales deviennent par ailleurs nécessaires avec les nouveaux programmes de satellites: ATSR, IRSUTE<sup>1</sup>,... L'instrument devra donc être doté de plusieurs canaux.

## **1.3 Principe général et caractéristiques requises du radiomètre.**

La conception du radiomètre a été définie par les différents participants au projet. Elle a fait l'objet d'une demande de financement auprès du CNES, en Novembre 1992, par le coordinateur du projet [Guyot, 1992].

La conception générale repose sur des méthodes physiques qui garantissent la fiabilité des mesures plutôt que de s'appuyer sur la modélisation et la réalisation de compensation par calcul.

---

<sup>1</sup>Infrarouge Satellitaire Utilisant le Thermique pour l'observation de la Terre

Le cœur du radiomètre est composé d'une petite cavité non thermostatée, dont l'inertie thermique est grande. Le détecteur placé dans cette cavité, dont la température est mesurée avec précision, est une thermopile. L'utilisation d'un détecteur quantique refroidi a été exclue pour des raisons d'autonomie de l'instrument terrain.

Le système optique est constitué d'un objectif et d'une lentille de champ en germanium, disposés selon le dispositif de Köhler [Jamiesson et al., 1963]. Deux champs de visée sont possibles,  $3^\circ$  pour les mesures aéroportées ou nécessitant une bonne résolution spatiale ou angulaire et  $10^\circ$  (en particulier pour les mesures concernant le sol et la végétation).

Le domaine de fonctionnement du radiomètre est limité à la fenêtre atmosphérique 7-14  $\mu\text{m}$ , mais une extension à la bande 3-5  $\mu\text{m}$  est envisagée. La sélection des différentes bandes de longueur d'onde est réalisée par une roue porte-filtres commandée par un moteur pas à pas.

L'originalité du radiomètre réside dans son système d'auto-étalonnage in-situ. Un dispositif tournant situé en avant de l'optique et portant un miroir et un corps noir interne miniature permet au détecteur de viser au choix la cible, sa propre cavité ou le corps noir chauffé. L'adaptation de ce corps noir interne est à l'étude sur le prototype

A l'issue de deux réunions de travail au siège de la société CIMEL à Paris (Novembre et décembre 1992), les spécifications du radiomètre ont été définies (tableau 1.1).

## 1.4 Présentation du travail

Les résultats présentés dans cette thèse peuvent être classés en trois étapes réalisées entre Septembre 1992 et Septembre 1995:

- La réalisation d'une maquette et l'étude expérimentale des choix technologiques, de Septembre 1992 à Juin 1993.
- La construction et la qualification d'un prototype de Juin 1993 à Juin 1994.
- La réalisation et le dépouillement de mesures de terrain et aéroportée avec ce prototype de Juin

Champ angulaire	large	10°
	étroit	3°
Température de la cible		-100 + 100°C
Précision et stabilité		±0.02°C [10.5, 12.5 μm]
		±0.05°C [Δλ = 1 μm]
Durée de la mesure		1 seconde en version standard
Conditions d'utilisation	température	-20 + 50°C
	humidité	0 – 100%
	équipement embarquable	
Domaine spectral		7-14 μm
Nombre de canaux		5-6 filtres possibles
Autonomie	batteries	supérieure à 1 jour
	batteries et panneau solaire	illimitée
Mesures en sorties		compatible RS232
Présentation et poids	2 sous-ensembles	cartouche à mémoire tête optique 1 à 2 kg
	étanches	unité de contrôle 3 à 4 kg
Automatisation de la commande de visée		système adaptable sur monture motorisée

Table 1.1: *Cahier des charges: caractéristiques et objectifs à atteindre pour un radiomètre de terrain de référence en infrarouge thermique [Guyot, 1992]*

1994 à Juillet 1995.

La première étape a permis de faire les choix des différents éléments nécessaires à la fabrication du radiomètre. Les choix principaux se sont portés sur le type de détecteur, sur l'optique et en particulier les différents matériaux à utiliser. Pour cela, nous avons effectué des simulations avec des logiciels de tracé de rayons, utilisant soit les lois de l'optique géométrique soit la méthode statistique de Monte Carlo. Ces diverses études ont abouti à la conception d'une maquette réalisée par la société CIMEL. Sur cette maquette nous avons étudié:

- la sensibilité dans plusieurs canaux.

- le bruit.

La seconde étape concerne la qualification du prototype fabriqué par la société CIMEL [Pietras et al., 1994]. Nous nous sommes intéressé en particulier à la détermination des fonctions spectrales dans les différents canaux et à la fonction de champ angulaire. Une procédure d'étalonnage a été définie et le bruit quantifié. Le comportement du radiomètre soumis à un déséquilibre thermique a en outre été étudié.

La troisième étape (qui s'est déroulée en partie parallèlement à la seconde) concerne les résultats de mesures réalisées avec le prototype au cours de plusieurs campagnes sur le terrain ou aéroportées. Des mesures de températures de brillance et de luminances de ciel (Lille, Mars 1995) ont tout d'abord été réalisées et des mesures aéroportées (Calais, Juin 1995) de la température de brillance de la mer au-dessus de la Manche ont ensuite été effectuées avec le prototype.

## **CHAPITRE 2**



# Chapitre 2

## Conception du radiomètre.

### 2.1 Introduction

Ce chapitre concerne les études préliminaires, réalisées par la société CIMEL et le LOA, dans le but de choisir les différents éléments du futur radiomètre.

La première partie concerne les critères de choix du détecteur et présente les caractéristiques de divers détecteurs. L'optique présentée dans la seconde partie, a été définie par M. Balluteau, consultant pour le compte de la société CIMEL. Ses caractéristiques ont été simulées puis mesurées au LOA.

La troisième partie concerne enfin les études expérimentales sur une maquette puis sur un prototype.

### 2.2 Choix du détecteur.

#### 2.2.1 Caractéristiques essentielles des détecteurs.

La fonction d'un détecteur de rayonnement est de convertir un flux de rayonnement incident en une réponse électrique . Cette réponse varie linéairement avec le flux de rayonnement pour une composition spectrale déterminée dans le cas des détecteurs quantiques, et quelle que soit sa composition spectrale pour les détecteurs thermiques (figure 2.1).



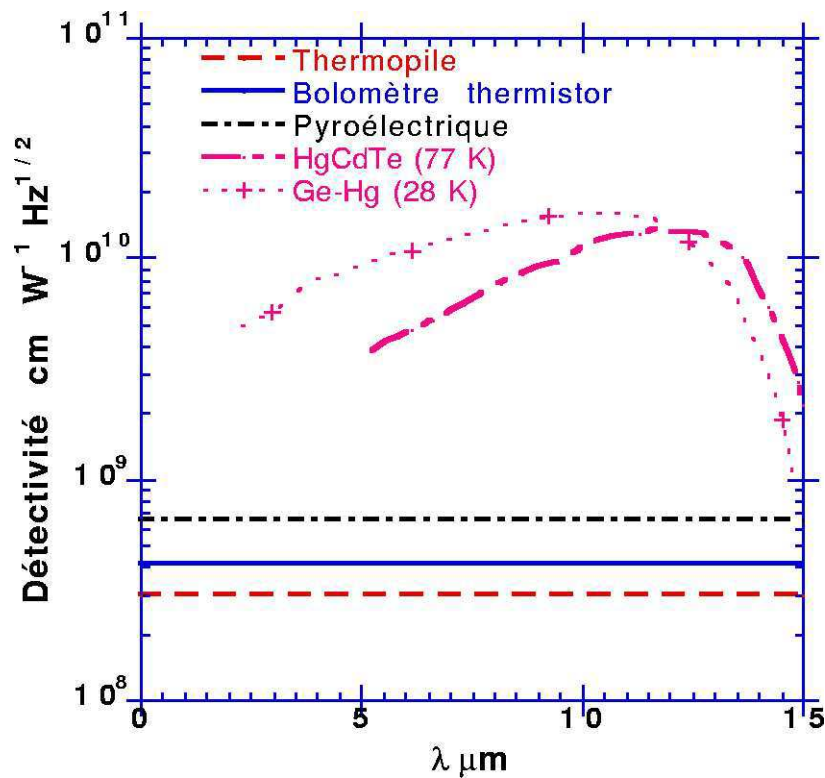


Figure 2.1: Variations spectrales de la détectivité spécifique  $D^*$  selon le type de détecteur à  $T=295\text{ K}$

La détection des faibles flux de rayonnement est limitée par le bruit propre du détecteur, fonction aléatoire se superposant à sa réponse au rayonnement incident. La détectivité spécifique définit cette limite: c'est l'une des grandeurs essentielles caractérisant les performances d'un détecteur. (elle est définie au paragraphe 2.2.4).

Les détecteurs quantiques sont beaucoup plus performants que les détecteurs thermiques. Leur détectivité est supérieure d'un ordre de grandeur. La figure 2.1 présente une comparaison entre les détectivités spécifiques de deux détecteurs quantiques et de trois détecteurs thermiques ([Gaussorgues, 1989]).

### 2.2.2 Critères de choix.

Un élément important du choix est la recherche de la détectivité spécifique maximale. Un compromis doit cependant être réalisé avec les limitations technologiques imposées par un instrument terrain. En particulier, les détecteurs quantiques, caractérisés par une grande détectivité spécifique doivent être refroidis pour fonctionner dans l'infrarouge thermique (77 K et 25 K sont les températures de fonctionnement usuelles, respectivement pour les détecteurs de type HgCdTe<sup>1</sup> et GeHg<sup>2</sup>). De telles températures nécessitent l'utilisation de systèmes de refroidissement à l'azote liquide (par exemple le système du type Stirling [Gaussorgues, 1989]) ou à l'hélium (25K), encombrants et dispendieux en énergie électrique, donc peu adaptés à un radiomètre de terrain.

L'avantage principal des détecteurs thermiques est leur neutralité spectrale mis en évidence sur la figure 2.1.

La rapidité des détecteurs à répondre au flux radiatif incident est définie par leur constante de temps, inférieure à 1 $\mu$ s pour les détecteurs quantiques, et de l'ordre quelques dizaines de millisecondes pour les détecteurs thermiques.

Il nous reste à considérer les différents détecteurs thermiques à notre disposition.

### 2.2.3 Principe général et caractéristiques des détecteurs thermiques.

Les détecteurs thermiques absorbent un flux radiatif arrivant sur une de ses faces qui s'échauffe. Cet échauffement est communiqué par conduction à l'ensemble du détecteur.

L'élévation de température  $\Delta T$  par rapport à l'ambiante  $T_a$ , si elle est faible et en l'absence de sources externes d'énergie, ne dépend que des puissances radiatives absorbées et rayonnées par le détecteur, conformément à l'équation cinétique du système ([Lenoble, 1993, Gaussorgues, 1989]):

$$C \frac{dT}{dt} = W_s + W_a - W_d \quad (2.1)$$

---

<sup>1</sup> Tellurure de Cadmium Mercure

<sup>2</sup> germanium mercure

où  $C$  est la capacité calorifique du détecteur (indépendante de la pression car corps solide),  
 $W_s$  est la fraction absorbée de la puissance radiative incidente  $W$  à mesurer,  
 $W_a$  est la puissance radiative due à l'émission thermique de l'environnement, et  
 $W_d$  est la puissance radiative rayonnée par le détecteur. Ces différentes grandeurs sont représentées sur la figure 2.2.

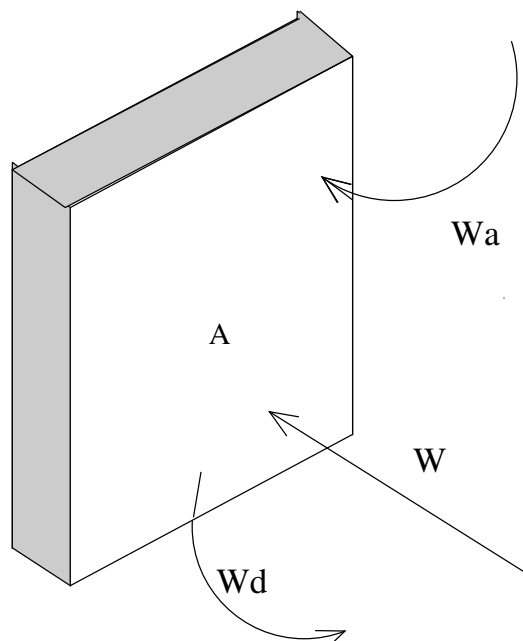


Figure 2.2: Représentation des échanges énergétiques sur la surface sensible d'un détecteur thermique [Gaussorgues, 1989]

La surface sensible du détecteur est traitée, afin que son émissivité soit égale à 1 quelle que soit la longueur d'onde. La puissance radiative incidente à mesurer s'exprime alors par:

$$W_s = \varepsilon W = W, \quad (2.2)$$

la puissance radiative due à l'émission thermique de l'environnement est donnée par la loi de Stefan:

$$W_a = A\sigma T_a^4, \quad (2.3)$$

où  $A$  est la surface du détecteur,  $T_a$  la température ambiante et  $\sigma$  la constante de Stefan.

De la même façon, la puissance rayonnée par le détecteur à la température  $T$  et toujours pour  $\varepsilon=1$  s'écrit:

$$W_d = A\sigma T^4 \quad (2.4)$$

On peut encore écrire l'équation 2.1:

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} + K\Delta T = W \quad (2.5)$$

avec:

$$\Delta T = T - T_a,$$

$K$  conductance thermique du détecteur,

$$K\Delta T = A\sigma(T^4 - T_a^4),$$

ce qui, compte tenu de  $\Delta T$  assez faible:

$$K = 4A\sigma T^3.$$

En l'absence de puissance radiative incidente ( $W=0$ ), nous pouvons résoudre l'équation cinétique 2.5:

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.6)$$

où  $\tau$  est la constante de temps (thermique) du détecteur, définie comme le rapport entre la capacité calorifique et la conductance thermique:

$$\tau = \frac{C}{K}. \quad (2.7)$$

Soit pour une puissance radiative incidente, modulée à la fréquence  $f$ , dont on ne considère que le terme fondamental, qui s'écrit sous la forme complexe:

$$W(f) = W_f \exp(2\pi jft), \quad (2.8)$$

La solution de l'équation cinétique 2.5 est en régime permanent de la forme:

$$\Delta T(f) = \Delta T_f \exp(2\pi jft), \quad (2.9)$$

avec

$$|\Delta T_f| = \frac{W_f}{K(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}. \quad (2.10)$$

Pour une puissance radiative incidente non modulée ( $f=0$ ), l'indice  $f$  n'est plus nécessaire et les expressions 2.9 et 2.10 permettent de retrouver l'expression de  $\Delta T$  qu'on peut obtenir aussi directement de l'expression 2.5 (solution permanente):

$$\Delta T = \frac{W}{K}. \quad (2.11)$$

## 2.2.4 Le rapport signal/bruit des détecteurs thermiques.

Un détecteur, qui reçoit un flux de rayonnement de puissance radiative  $W$  modulé à la fréquence  $f_0$ , est représenté par un circuit équivalent impédance (figure 2.3); où  $S_v = \left(\frac{\partial v}{\partial W}\right)_i$  est la sensibilité, rapport

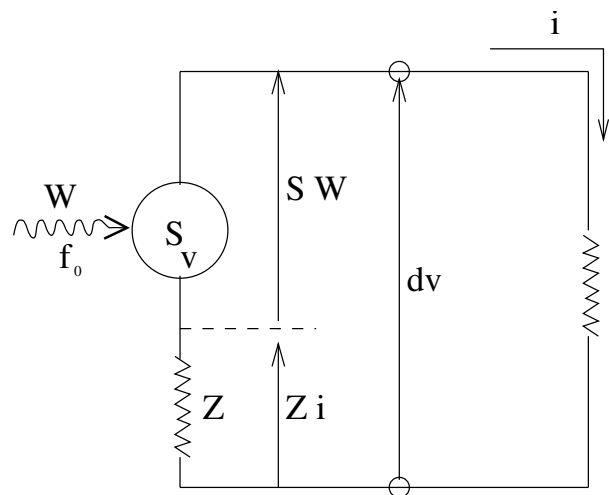


Figure 2.3: Circuit équivalent impédance du détecteur [Gaussorgues, 1989]

entre les variations de réponse en tension de sortie et le flux radiatif incident correspondant, à intensité constante; et  $Z = \left(\frac{\partial v}{\partial i}\right)_W$  est l'impédance électrique pour une puissance radiative  $W$  donnée.

Si le détecteur est connecté à une charge  $Z'$ , nous pouvons écrire:

$$S_v W + Zi = -Z'i \quad (2.12)$$

La puissance électrique active, induite par le flux de rayonnement incident  $P_s$ , passant dans la charge  $Z'$  s'écrit alors:

$$P_s = \frac{\Re(Z') |i|^2}{2} = \frac{\Re(Z') Z |S_v W|^2}{2 |Z + Z'|^2}, \quad (2.13)$$

soit lorsque l'adaptation optimale en puissance  $Z' = Z^*$  est réalisée:

$$P_s = \frac{|S_v W|^2}{8\Re(Z')}, \quad (2.14)$$

La puissance électrique active, induite par le bruit  $P_b$ , s'écrit:

$$P_b = \frac{1}{\Re(Z')} \int_0^\infty \frac{\overline{dv^2}}{\delta f} df \quad (2.15)$$

où  $\frac{\overline{dv^2}}{\delta f}$  est la distribution en fréquence des fluctuations de tension, exprimées en valeur quadratique moyenne, pour une bande passante de modulation  $\delta f$ .

Un préamplificateur est ajouté, à la sortie du détecteur, pour amplifier la réponse en puissance.

Il est caractérisé par son gain  $G(f)$ , maximal à la fréquence de modulation  $f_0$  (figure 2.4) et tel que  $\frac{G(f)}{G(f_0)}$  soit petit. Nous pouvons alors écrire:

$$P_s = G(f_0) \frac{|S_v W|^2}{8\Re(Z')}, \quad (2.16)$$

$$P_b = \frac{1}{\Re(Z')} \int_0^\infty G(f) \frac{\overline{dv^2}}{\delta f} df, \quad (2.17)$$

soit le rapport signal/bruit:

$$\frac{P_s}{P_b} = \frac{|S_v W|^2}{\int_0^\infty G(f) \frac{\overline{dv^2}}{\delta f} df} \frac{G(f_0)}{8} \quad (2.18)$$

Le filtrage permet de définir une bande passante électrique:

$$\Delta f = \frac{1}{G(f_0)} \int_0^\infty G(f) df, \quad (2.19)$$

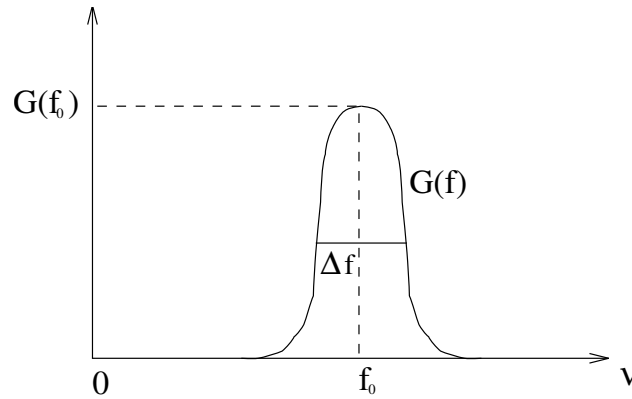


Figure 2.4: Filtrage

Nous considérons alors que les fluctuations spectrales du bruit  $\overline{\frac{dv^2}{\delta f}}$  sont constantes dans cette bande (le bruit est dit blanc). Le rapport signal/bruit s'écrit donc:

$$\frac{P_s}{P_b} = \frac{|S_v W|^2}{8 \overline{\frac{dv^2}{\delta f}} \Delta f} \quad (2.20)$$

### La puissance équivalente au bruit.

La puissance équivalente au bruit NEP (en Anglais "Noise Equivalent Power") est définie comme le flux incident équivalent qui atteindrait le détecteur en produisant un signal égal à la valeur quadratique moyenne du bruit pour un fonctionnement à une fréquence  $f$  et pour une bande passante  $\Delta f$  données. Autrement dit, c'est le niveau du signal d'entrée qui produirait un rapport signal sur bruit égal à 1 lorsque les oscillations à la fréquence  $f$  sont comparées avec les fluctuations du bruit à la même fréquence.

$$NEP = \frac{\sqrt{8 \overline{\frac{dv^2}{\delta f}} \Delta f}}{|S_v|} \quad (W \text{ Hz}^{-1/2}) \quad (2.21)$$

Le NEP indique la limite inférieure du flux qui peut être mesuré pour une fréquence de modulation et une bande passante données.

### La détectivité.

La détectivité est définie comme l'inverse de la puissance équivalente au bruit:

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{|S_v|}{\sqrt{8 \frac{dv^2}{\delta f} \Delta f}} \quad (W^{-1} Hz^{1/2}) \quad (2.22)$$

Généralement on peut considérer que le NEP est proportionnel à la racine carrée de la surface sensible  $A$  du détecteur. Il est aussi proportionnel à la racine carrée de la bande passante électrique  $\Delta f$  choisie comme l'indique (2.21). Afin de pouvoir comparer les différents types de détecteurs, on convient donc de définir la détectivité ramenée à l'unité de surface sensible et à l'unité de bande passante électrique. La détectivité spécifique (ou normalisée) s'écrit donc:

$$D^* = D \sqrt{A} \sqrt{\Delta f} = \frac{\sqrt{A \Delta f}}{NEP} \quad (W^{-1} cm Hz^{\frac{1}{2}}) \quad (2.23)$$

### 2.2.5 Les différents bruits des détecteurs thermiques.

Les deux bruits, rencontrés dans les détecteurs thermiques, sont le bruit de température et le bruit de Nyquist-Johnson.

#### Le bruit de température.

Le bruit de température contient implicitement le bruit de rayonnement, traduisant le caractère aléatoire de l'arrivée des photons sur la surface sensible du détecteur. Il est caractérisé par les fluctuations de la température du détecteur, exprimées par la thermodynamique statistique en valeurs quadratiques moyennes:

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{kT^2}{C}, \quad (2.24)$$

où  $C$  est la capacité calorifique du détecteur,  $T$  sa température et,  $k$  la constante de Boltzmann.

En appliquant la transformation de Fourier aux deux membres de l'équation 2.5, nous obtenons:

$$F_{\Delta T}(f)(j2\pi fC + K) = F_W(f). \quad (2.25)$$



où  $F_{\Delta T}(f)$  et  $F_W(f)$  sont les transformées de Fourier respectives des fonctions du temps  $\Delta T(t)$  et  $W(t)$ . Nous pouvons alors écrire la densité spectrale des fluctuations de température comme une quantité réelle, carré du module de  $F_{\Delta T}(f)$ :

$$F_{\Delta T}(f) * F_{\Delta T}^*(f) = \frac{F_W(f) * F_W^*(f)}{(K^2 + 4\pi^2 f^2 C^2)}. \quad (2.26)$$

L'intégrale sur toutes les fréquences de cette densité spectrale nous donne une seconde expression des fluctuations de température:

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\Delta T}(f) * F_{\Delta T}^*(f) df = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_W(f) * F_W^*(f)}{(K^2 + 4\pi^2 f^2 C^2)} df. \quad (2.27)$$

Les échanges d'énergie induits par les impacts des photons sur le détecteur, sont très rapides ([[Jamiesson et al., 1963](#)]). Ainsi la densité spectrale d'énergie est constante quelle que soit la fréquence:  $|F_W(f)| = \bar{W}$ .

L'expression des fluctuations de la température du détecteur devient alors:

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{\bar{W}^2}{2\pi C K} \quad (2.28)$$

En identifiant [2.24](#) et [2.28](#), nous obtenons la densité spectrale des fluctuations de la puissance radiative, absorbée par le détecteur:

$$F_W(f) * F_W^*(f) = \bar{W}^2 = 2kT^2 K \quad (2.29)$$

Les fluctuations de la puissance radiative absorbée par le détecteur s'expriment alors, en considérant que  $F_W(f)$  est non nulle entre  $-f_2$  et  $-f_1$ , et entre  $f_1$  et  $f_2$ :

$$\langle \Delta W^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} F_W(f) * F_W^*(f) df = 4kT^2 K \Delta f. \quad (2.30)$$

L'application numérique, dans des conditions normales d'utilisation:

$$A = 0.0036 \text{ cm}^2, T = 293 \text{ K}, \Delta f = 1 \text{ Hz}, \quad (2.31)$$

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ et } k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1},$$

$$\sqrt{\langle \Delta W^2 \rangle} = 3.12 \cdot 10^{-12} \text{ W} \quad (2.32)$$

En utilisant la sensibilité de la thermopile, donnée par le constructeur  $S = 120 \text{ V/W}$  (tableau 2.2), on peut exprimer l'écart type des fluctuations en tension  $v$  du signal de sortie:

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 3.74 \cdot 10^{-10} \text{ V} \quad (2.33)$$

### Le bruit de Nyquist-Johnson.

Même si aucun courant électrique ne circule dans une résistance, il existe des fluctuations de tension dues à l'agitation thermique des électrons de conduction. Ces fluctuations peuvent être présentées comme les variations aléatoires d'une force électromotrice qui débite dans une résistance en série avec un condensateur (figure 2.5). Si  $v$  est la tension aux bornes du condensateur, l'énergie moyenne

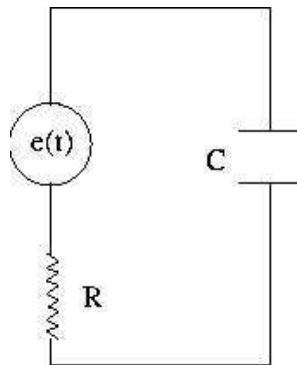


Figure 2.5: Circuit équivalent au générateur de bruit Johnson [Lenoble, 1993]

emmagasinée dans celui-ci s'exprime par:

$$\langle E \rangle = \frac{C \langle v^2 \rangle}{2}. \quad (2.34)$$

où  $\langle v^2 \rangle$  représente la variance des fluctuations de tension. Le principe de l'équipartition de l'énergie attribue au système thermodynamique en équilibre à la température  $T$ , une énergie moyenne:

$$\langle E \rangle = \frac{kT}{2}. \quad (2.35)$$

Nous pouvons donc exprimer les fluctuations de la tension aux bornes du condensateur par:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{kT}{C}. \quad (2.36)$$

Le circuit équivalent (figure 2.5) nous permet, par ailleurs, d'exprimer la tension aux bornes du condensateur, en fonction du temps:

$$RC \frac{dv}{dt} + v = e(t) \quad (2.37)$$

La transformée de Fourier de l'équation 2.37 donne alors l'expression de la tension en fonction de la fréquence:

$$F_v(f) = \frac{F_e(f)}{1 + j2\pi fRC}. \quad (2.38)$$

Nous retrouvons une expression analogue à l'équation 2.26, concernant le bruit de température. Les fluctuations de tension dans la résistance sont très rapides en comparaison du temps de réponse du circuit, c'est pourquoi la densité spectrale des fluctuations de la force électromotrice est constante quelle que soit la fréquence:  $F_e(f) = \bar{e}$ .

La variance des fluctuations de tension aux bornes du condensateur se déduit alors par intégration sur toutes les fréquences:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\bar{e}^2}{2RC}. \quad (2.39)$$

En comparant les équations 2.39 et 2.36, nous en déduisons la densité spectrale des fluctuations de la force électromotrice:

$$F_e(f) * F_e^*(f) = \bar{e}^2 = 2kTR. \quad (2.40)$$

En intégrant cette densité spectrale sur toutes les fréquences, nous obtenons les fluctuations de la force électromotrice:

$$\langle e^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} F_e(f) * F_e^*(f) df = 4kTR\Delta f. \quad (2.41)$$

Pour la thermopile choisie dont la résistance est  $R = 60k\Omega$  (tableau 2.2) on obtient:

$$\sqrt{\langle e^2 \rangle} = 3.11 \cdot 10^{-8} \text{ V} \quad (2.42)$$

### Conclusions.

Le bruit de Nyquist-Johnson est prépondérant dans les détecteurs thermiques de type thermopile. L'ordre de grandeur calculé précédemment, représente le bruit propre théorique du détecteur. Il faut lui ajouter, à cela, le bruit de l'électronique (préamplificateur, convertisseurs, etc...).

Nous reprendrons l'étude du bruit selon une approche expérimentale sur le prototype CLIMAT, dans le paragraphe 3.6.

### 2.2.6 Description des différents détecteurs thermiques.

Le principe des différents détecteurs est détaillé en particulier par [Lenoble, 1993, Dauguet, 1964, Desvignes, 1987, Gaussorgues, 1989]

#### Les bolomètres.

L'échauffement  $\Delta T$ , induit par le flux de rayonnement incident, produit dans un bolomètre une variation de sa résistance électrique  $R$  (figure 2.7).

La grandeur caractéristique du bolomètre est son coefficient de température  $\alpha$ , quotient de l'accroissement relatif de résistance par l'élévation de température.

$$\alpha = \frac{\Delta R/R}{\Delta T} \quad (2.43)$$

Les performances du bolomètre sont largement améliorées en utilisant un système de refroidissement, analogue aux détecteurs quantiques, mais que nous avons exclu pour un instrument terrain.

La constante de temps des bolomètres, définie par  $\tau_t = K_T * C_T$  où  $K_T$  est sa conductivité thermique et  $C_T$  est sa capacité thermique, est d'environ 5 ms. Pour améliorer leur rapidité, il est possible d'augmenter la conductivité thermique  $K$  (équation 2.7) mais cela se fait au détriment de leur sensibilité (équation 2.11).

Le bolomètre est apparu en 1880 (figure 2.6). Il est utilisé en particulier par la société Barnes dans le radiomètre PRT-5, produit depuis les années 70.

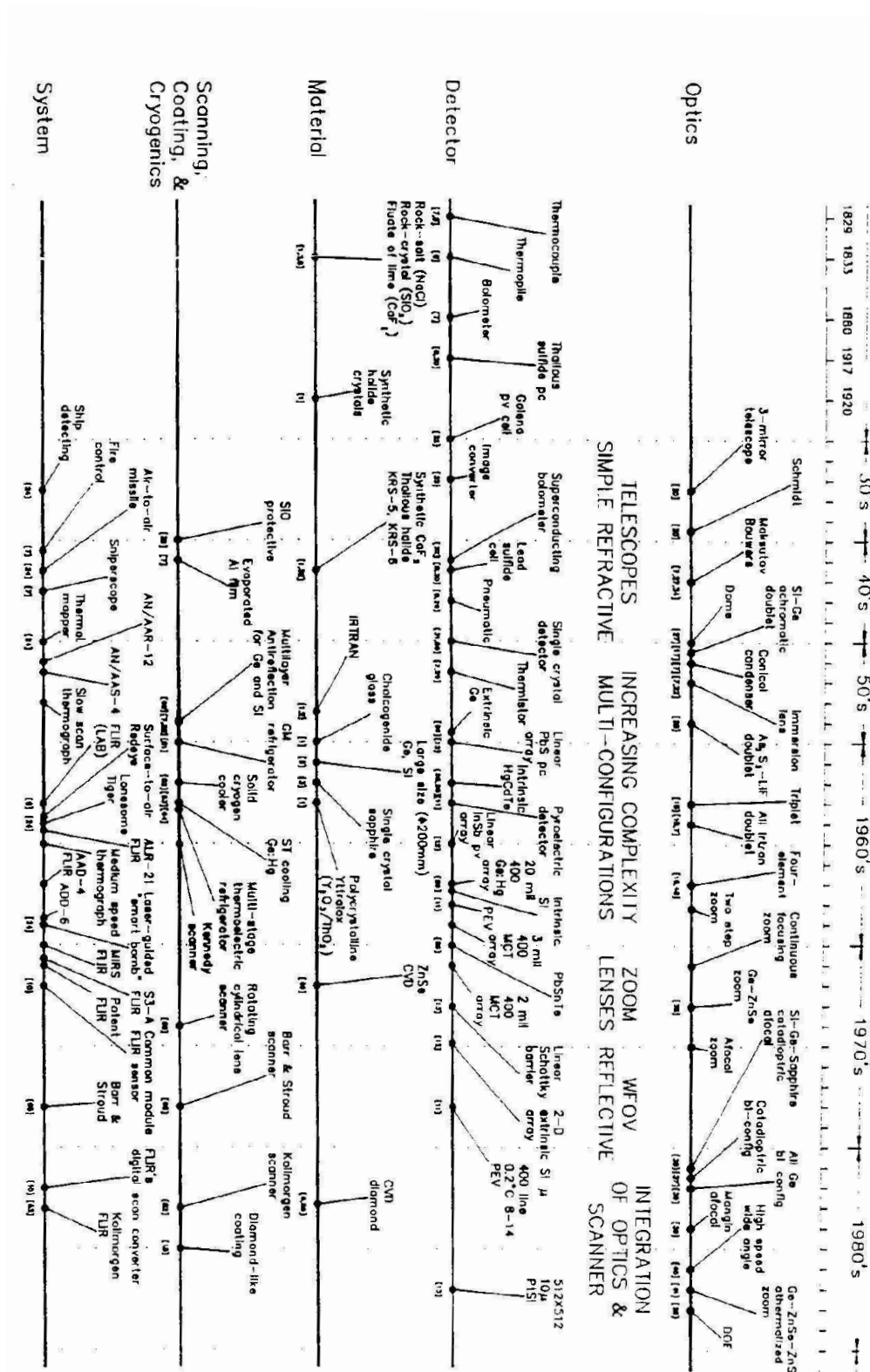


Figure 2.6: Une modeste histoire de la technologie infrarouge [Johnson et al., 1991].

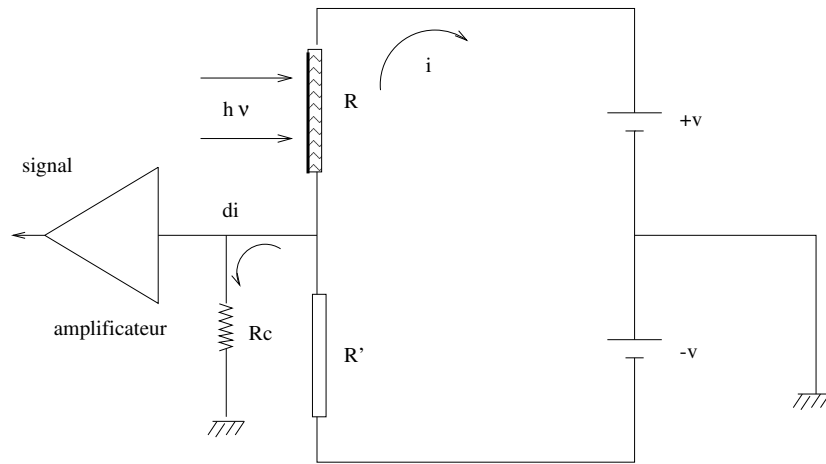


Figure 2.7: Principe du bolomètre [Gaussorgues, 1989].

### Les détecteurs pneumatiques.

Les détecteurs pneumatiques sont apparus plus tard que les bolomètres (figure 2.6). Développés en 1940, ils nécessitent une technologie difficile à mettre en place. Ils sont constitués de deux chambres contenant un gaz. Celles-ci sont séparées par une membrane et communiquent grâce à un capillaire (figure 2.8). La première cellule, qui reçoit le flux de rayonnement incident, chauffe le gaz qu'elle contient, ce qui entraîne une augmentation de pression. La surpression provoque la déformation de la membrane séparant les deux chambres. La quantité de rayonnement incident est déterminée par mesure de cette déformation. Le principe, du détecteur pneumatique, permet d'atteindre une bonne précision en laboratoire (tableau 2.1) mais le rend peu adapté aux mesures de terrain.

### Les détecteurs pyroélectriques.

Les détecteurs pyroélectriques sont les plus récents des détecteurs thermiques (1966). Ils utilisent des matériaux cristallins en forme de lames. Dans ce type de détecteur, l'échauffement  $\Delta T$  de l'élément sensible produit des charges électriques proportionnelles et de signes opposés sur les surfaces de la lame

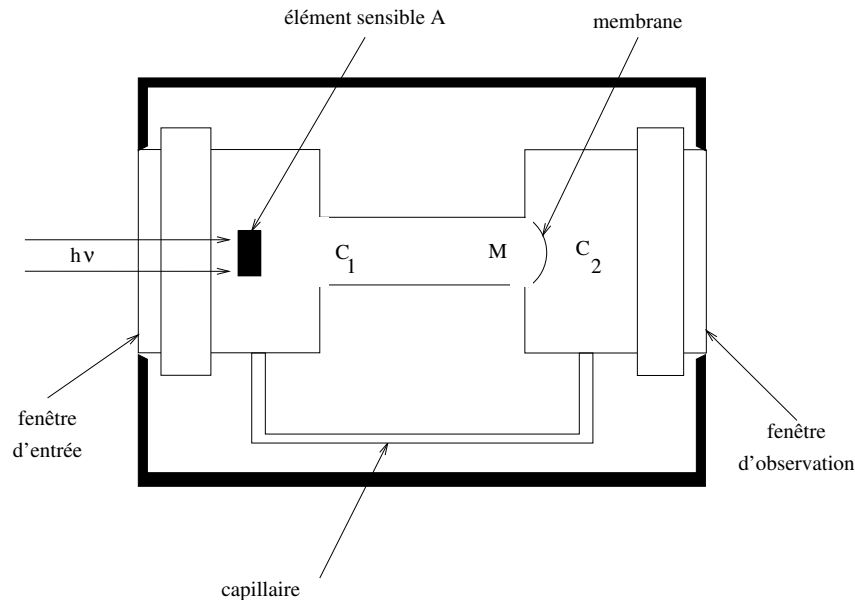


Figure 2.8: Principe du détecteur pneumatique [Gaussorgues, 1989].

(figure 2.9).

$$\Delta q = PA\Delta T, \quad (2.44)$$

où  $A$  est la surface sensible du détecteur et  $P$  le coefficient pyroélectrique caractéristique du matériau utilisé pour réaliser la lame cristalline.

Il ne peut donc pas mesurer un flux de rayonnement continu. Un système mécanique de modulation est nécessaire pour réaliser la mesure ([Wolfe, 1989]).

Cette contrainte rend les détecteurs pyroélectriques inadaptés à la mesure radiométrique d'un flux continu de rayonnement [Lenoble, 1993], bien qu'ils soient plus sensibles que les autres détecteurs (tableau 2.1).

La constante de temps du détecteur pyroélectrique est comprise entre sa constante de temps électrique  $\tau_e = R_e * C_e$  et sa constante de temps thermique  $\tau_T = K_T * C_T$ , où  $R_e$  et  $C_e$  sont respectivement sa résistance électrique équivalente et sa capacité.  $K_T$  et  $C_T$  sont respectivement sa conductivité thermique et sa capacité thermique. Le détecteur pyroélectrique, fréquemment utilisé, est fabriqué avec le sulfate de glycolle en plaquettes de  $1 \text{ mm}^2$ . Sa constante de temps est comprise entre 1.5 et 80 ms et pour une

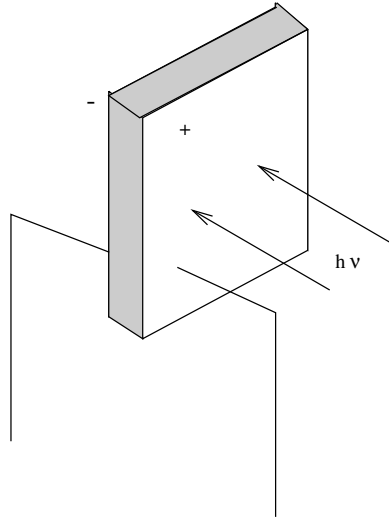


Figure 2.9: Principe du détecteur pyroélectrique [Gaussorgues, 1989].

sensibilité de  $10^4 V/W^{-1}$ .

### Les thermopiles.

La thermopile fonctionne sur le principe du thermocouple. Son fonctionnement repose sur l'effet thermoélectrique, découvert par Seebeck en 1826. La thermopile est le détecteur le plus ancien (figure 2.6). Quand les jonctions entre deux métaux, ou de deux semiconducteurs différents A et B, sont à des températures différentes  $T$  et  $T_0$ , il apparaît une différence de potentiel aux bornes des deux métaux (figure 2.10). Cet effet a permis à **Nobili** de réaliser le premier thermocouple en 1830. L'une des jonctions est maintenue à la température ambiante  $T_0$ , tandis que l'autre, traitée avec un mince revêtement noir d'émissivité proche de 1, est soumise au rayonnement incident.

La thermopile est constituée de plusieurs thermocouples de ce type connectés en série. Elle est particulièrement adaptée aux mesures du rayonnement infrarouge continu ou modulé à faible fréquence. Nous pouvons écrire la différence de potentiel aux bornes d'une thermopile comme:

$$\Delta v = nP_{AB}\Delta T \quad (2.45)$$



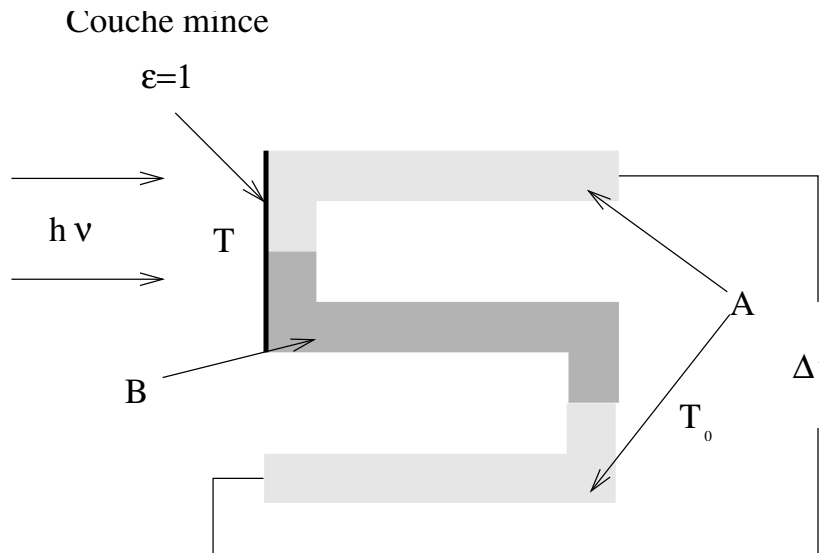


Figure 2.10: Principe du détecteur à thermocouple [Lenoble, 1993].

où  $n$  est le nombre de thermocouples qui composent la thermopile, et  $P_{AB}$  le coefficient thermoélectrique (ou Seebeck) pour les matériaux A et B. La constante de temps de la thermopile est définie par  $\tau_T = K_T * C_T$ , où  $K_T$  est sa conductivité thermique et  $C_T$  est sa capacité thermique. Elle est de l'ordre de 4s.

### Conclusion.

Nous présentons, dans le tableau 2.1, quelques caractéristiques essentielles typiques des différents détecteurs thermiques.

### Etude de quelques détecteurs commercialisés.

En Juillet 1992, à l'occasion d'une convention de stage à la société CIMEL, j'ai réalisé une étude comparative entre les différents détecteurs thermiques disponibles sur le marché (annexe B). La comparaison porte sur les mêmes critères qu'au tableau 2.1 et, les résultats présentés sont limités aux thermopiles et aux détecteurs pyroélectriques.

Le détecteur utilisé dans le radiomètre CLIMAT est une thermopile fabriquée par la société Dexter et

Type de détecteur	Surface mm <sup>2</sup>	$\tau$ ms	D cm Hz <sup>1/2</sup> W <sup>-1</sup>
Bolomètre thermistor	0.01 à 10	1 à 8	1.5 à 6 10 <sup>8</sup>
Pyroélectrique	1 à 100	1.5 à 80	6 10 <sup>8</sup>
Thermopile	1 à 100	4 à 30	0.2 à 1 10 <sup>9</sup>
Détecteur pneumatique (Golay)	8	10	6 10 <sup>8</sup>

Table 2.1: Comparaison des caractéristiques essentielles typiques à 300 K de détecteurs thermiques pour une fréquence de modulation de 10Hz [Wolfe, 1989].

référéncée Dexter CLIMAT dans le tableau B.1. Ses caractéristiques, fournies par le constructeur, sont précisées dans le tableau 2.2. Le tableau B.1 met en évidence, pour le détecteur Dexter CLIMAT, une grande détectivité pour une constante de temps faible.

## 2.3 Choix de l'optique.

### 2.3.1 Illustration du dispositif de Köhler.

L'optique principale est constituée de deux lentilles: la première, appelée objectif est placée en avant de l'instrument ; la deuxième, appelée condenseur, est disposée dans le plan focal de l'objectif (figure 2.11). Le détecteur est placé dans le plan conjugué de l'objectif par rapport au condenseur. Ce montage, appelé dispositif de Köhler a plusieurs avantages. D'abord, il permet d'homogénéiser l'éclairement du détecteur quel que soit le contraste de l'émission de la cible visée. Cette propriété évite la création de "points chauds" sur la surface sensible du détecteur, et garantit contre des biais de mesure résultant de l'éclairement non uniforme d'une surface détectrice elle-même non uniforme. Elle permet aussi d'exploiter un champ de pleine lumière utilisant toute la surface utile de l'objectif et de supprimer totalement l'effet des sources extérieures à ce champ, y compris lorsqu'elles sont près des bords de ce champ.

Surface sensible	0.6 x 0.6 mm
Nombre de jonctions	40
Impédance	60 k $\Omega$
Bruit en tension de sortie	31.3 nV/Hz <sup>1/2</sup>
Réponse	120 V/W
Coefficient de température de la réponse	- 0.15%/K
Puissance équivalente au bruit (NEP)	0.26 nW/Hz <sup>1/2</sup>
D*	2.3 10 <sup>8</sup> cm/W/Hz <sup>1/2</sup>
Constante de temps	12 ms
Champ défini par le boîtier	80°
Fenêtre en germanium traitée antireflet	8 - 14 $\mu$ m

Table 2.2: *Caractéristiques du détecteur thermique de CLIMAT à 23 °C*

Elle permet enfin de modifier facilement le champ objet, sans modifier le champ image, en remplaçant simplement l'objectif par une lentille de focale différente. Avec un système à lentille unique, une source ponctuelle serait focalisée en un point du détecteur (risquant de le détruire). On obtiendrait une répartition uniforme de l'éclairement du détecteur, uniquement avec une source lambertienne.

Avec le dispositif de Köhler, tous les rayons issus d'un point objet à l'infini arrivent parallèles sur l'objectif, convergent en un point unique du condenseur, et sont distribués sur toute la surface du détecteur.

Outre les lentilles, l'optique comprend un miroir doré placé devant l'objectif, un filtre interférentiel placé entre l'objectif et le condenseur, un filtre constitué par une lame en sulfure de zinc placée entre le condenseur et le détecteur et une fenêtre en germanium fixée sur la face avant du boîtier contenant le détecteur.

La fonction de ces divers éléments sera décrit dans les paragraphes [2.3.2](#) à [2.3.3](#).

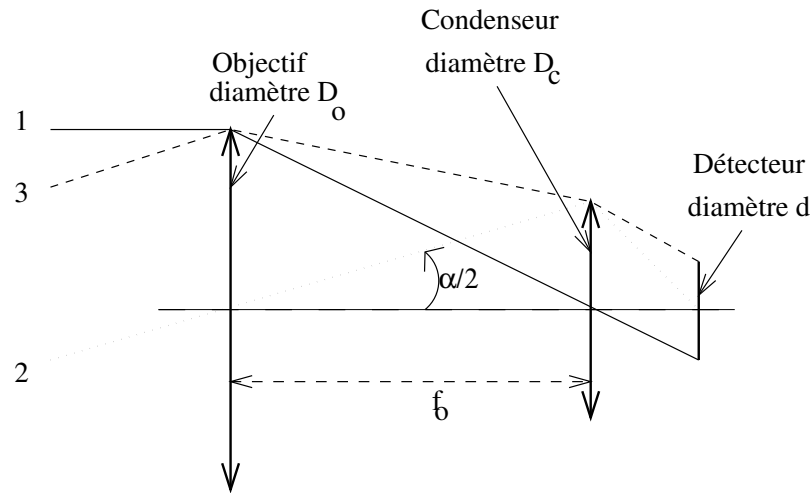


Figure 2.11: Dispositif de Köhler pour un champ de demi-ouverture  $\frac{\alpha}{2}$

## 2.3.2 Les lentilles.

### Objectif.

L'instrument devant mesurer des flux radiatifs dans un champ, d'ouverture angulaire  $\alpha$  faible, les aberrations sphériques produites par cette lentille sont négligeables. La forme de lentille n'est pas critique et nous utilisons une lentille plan-convexe courante, peu coûteuse, dont les caractéristiques (distance focale  $f_o$ , épaisseur au centre  $e_o$  et diamètre  $D_o$ ) sont des valeurs standard commerciales. La lentille est taillée dans du germanium qui possède une bonne transmittance dans l'infrarouge moyen et lointain, mais est traitée de façon à réfléchir tout le rayonnement solaire (courtes longueurs d'onde) et à avoir une très faible réflectance dans le domaine 8–14  $\mu\text{m}$ .

### Condenseur.

Le condenseur doit concentrer le faisceau incident issu de l'objectif sur la surface sensible du détecteur. Sa distance focale sera donc courte pour obtenir une forte convergence. Celle-ci s'accompagne de rayons très inclinés sur l'axe optique (dans l'espace image), et on doit donc s'attendre à ce que les aberrations géométriques ne soient pas négligeables. Nous utilisons donc un ménisque dont la forme a

été optimisée, de façon à ce que les rayons de courbure des faces d'entrée et de sortie minimisent les aberrations sphériques. Le condenseur est taillé dans du germanium et traité antireflet pour la bande 8–14  $\mu\text{m}$ .

### 2.3.3 Les filtres interférentiels.

#### Les filtres interférentiels.

Il existe plusieurs filtres interférentiels, commutables grâce à une roue porte-filtres entraînées par un moteur. Ces filtres permettent de limiter le spectre au domaine dans lequel nous désirons mesurer l'énergie incidente. L'étude de leur transmittance spectrale est détaillée dans le paragraphe 3.3.

Le radiomètre est équipé, dans sa version actuelle (prototype CLIMAT), de trois filtres dont la bande passante est de 1  $\mu\text{m}$ . Ils sont centrés respectivement sur 8.7, 11 et 12  $\mu\text{m}$ . Une quatrième position de la roue porte-filtres permet d'effectuer des mesures sans filtres interférentiels. Elle correspond à une fonction filtre large bande 8-14  $\mu\text{m}$ , définie par la transmittance spectrale des divers composants de l'optique de l'instrument.

#### La fenêtre du détecteur.

Nous avons vu en 2.1 qu'un détecteur thermique a la particularité d'avoir une réponse plate dans tout le spectre. La thermopile est fournie avec une fenêtre en germanium qui est traitée de manière à ne laisser passer que la bande 8–14  $\mu\text{m}$ . Mais malheureusement, au delà de 40  $\mu\text{m}$  le germanium devient de nouveau parfaitement transparent et laisse donc passer l'infrarouge lointain.

#### La lame de sulfure de zinc.

La luminance émise par un corps noir à la température  $T$ , sur l'ensemble du spectre de longueur d'onde s'exprime à partir de la loi de Stefan-Boltzman et s'écrit:

$$L^B = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.46)$$

Pour un corps noir à 50°C, nous trouvons  $L^B = 196.81 W m^{-2} sr^{-1}$ . Les luminances émises par ce même corps noir, dans les domaines [0-40  $\mu m$ ] et [0-1000 $\mu m$ ], sont calculées avec l'équation A.16. Nous en déduisons par différence, les luminances:

$$L(40,+\infty)=9.1 W m^{-2} sr^{-1},$$

$$L(1000,+\infty)=0.09 W m^{-2} sr^{-1}.$$

Au delà de 1000 $\mu m$ , la contribution à la luminance est donc faible. Au contraire, au delà de 40  $\mu m$  la contribution n'est plus faible en comparaison avec la luminance calculée dans une bande spectrale (tableau 2.3). La lame en sulfure de zinc permet d'éliminer cette contribution.

intervalles spectraux	L $W m^{-2} sr^{-1}$	$\frac{L(40,+\infty)}{L}$ (%)
8-14 $\mu m$	76.3	12
10.5-11.5 $\mu m$	12.7	72

Table 2.3: Contribution à la luminance au delà de 40  $\mu m$ , comparée à d'autres canaux spectraux et, pour un corps noir à 50° C.

### 2.3.4 Miroir escamotable.

Placé juste en avant de l'objectif, un miroir circulaire, escamotable grâce à une roue contrôlée par un moteur, permet de réfléchir sur le détecteur le rayonnement de la cavité qui le contient. Cette mesure fournit un signal de référence.

Le miroir étant directement exposé aux perturbations thermiques extérieures, son revêtement doit avoir un pouvoir réflecteur élevé afin que la contribution au rayonnement incident au détecteur provenant de l'émission par le miroir, soit négligeable. En outre, il faut que le revêtement soit de qualité pour conserver ces propriétés réfléchissantes au cours du temps. Un revêtement en argent poli possède un bon coefficient de réflexion, mais s'oxyde rapidement. Le revêtement choisi est une dorure passivée sur

silicium, dont le coefficient de réflexion est de 99,74% dans la bande spectrale 8–14  $\mu\text{m}$ .

## 2.4 Simulations.

L'étude présentée ici a pour but de définir les positions et dimensions de la tache de moindre diffusion<sup>3</sup>.

Avant la fabrication d'un instrument (ou d'une maquette), nous devons connaître le positionnement optimal précis du détecteur par rapport à l'optique. C'est un critère important pour le rendement optimum de l'instrument, c'est à dire pour l'obtention du maximum de flux radiatif sur le détecteur.

Deux approches ont été utilisées: le tracé de rayons utilisant l'optique géométrique et la méthode statistique de lancer de photons, dite de Monte Carlo [[Haeffelin et al., soumis en 1995](#)].

### 2.4.1 L'optique géométrique.

Nous avons utilisé un programme de tracé de rayons afin de déterminer la position relative des divers éléments de l'optique, compte tenu des aberrations du système. On s'attend à ce que celles-ci ne soient pas négligeables, au moins les aberrations d'origine géométriques car comme nous l'avons déjà indiqué les conditions de Gauss ne sont pas satisfaites à la sortie du condenseur.

Nous utilisons cette approche géométrique en considérant les rayons issus de l'objectif (assimilé à un objet) traversant une optique composée du condenseur et de la fenêtre spectrale du détecteur.

Dans l'approximation de Gauss, tous les rayons provenant d'un objet font un angle petit avec l'axe optique. Les images de tous les points d'un objet plan, perpendiculaire à l'axe optique sont situées dans un même plan image. Nous parlons alors d'image paraxiale de l'objet à travers l'optique.

Lorsque l'approximation de Gauss n'est plus réalisée, les images des points sources de l'objet ne sont plus dans un même plan, en raison de l'aberration sphérique du système. Cependant, il existe un plan, appelé plan de moindre diffusion, où la section droite du faisceau est minimale. Elle est appelée tache

---

<sup>3</sup>section droite du faisceau donnant une diffusion latérale minimale

de moindre diffusion, et représente la concentration maximale d'énergie radiative (mais ce n'est pas vraiment une image géométrique). Nous cherchons alors à déterminer la position du plan de moindre diffusion sur l'axe optique ainsi que la dimension de la tache de moindre diffusion. Nous pouvons en déduire alors la position et la dimension de surface sensible optimales du détecteur à associer. La structure du programme de tracé de rayons utilisé est décrite en annexe C.

### Calcul pour la maquette.

Les premières simulations concernaient un instrument à champ étroit (ouverture  $4^\circ$ ). Elles avaient pour objectif de choisir le type de condenseur et de déterminer le diamètre de la tache de moindre diffusion. Un objectif de diamètre utile  $D_o = 11.6$  mm était situé à 63.5 mm en avant du condenseur. Les différentes simulations faites sont résumées dans le tableau 2.4.

Les tracés de rayon pour l'option 3, présentés sur la figure 2.12, donnent la dimension du faisceau en fonction de la position sur l'axe optique. Le trait pointillé vertical définit la dimension de l'image paraxiale dans les conditions de Gauss et le trait plein définit la dimension de la tache de moindre diffusion, hors conditions de Gauss.

Les résultats du calcul pour les trois options sont présentés dans le tableau 2.5.

Dans l'approximation de Gauss, le type de condenseur ou de fenêtre ne modifie que la position de l'image paraxiale sur l'axe optique. Son diamètre est inchangé et, vaut 0.62 mm.

Pour les trois options la tache de moindre diffusion a un diamètre plus grand que celui de l'image paraxiale, et est située en avant de celle-ci.

Nous remarquons, cependant, que le diamètre de la tache de moindre diffusion est plus faible pour les options 2 et 3 utilisant un ménisque de meilleure forme.

Le choix d'une lame en Kbr (option 2) ou en germanium (option 3) ne modifie que la position de la tache de moindre diffusion sur l'axe optique.



Option	type et matériau	Condenseur		
		diamètre (mm)	rayons de courbure (mm)	épaisseur (mm)
1	plan-convexe en germanium	4	$\rho_1 = 9.8$	1
2	ménisque de meilleure forme en germanium	4	$\rho_1 = 4.18$ $\rho_2 = 6.03$	1
3	ménisque de meilleure forme en germanium	4	$\rho_1 = 4.18$ $\rho_2 = 6.03$	1
Fenêtre				
	type et matériau	épaisseur (mm)		
1	lame en germanium	0.92		
2	lame en Kbr	0.92		
3	lame en germanium	0.92		

Table 2.4: Simulation des aberrations géométriques pour trois optiques, l'option 3 constitue la solution retenue pour la maquette et le radiomètre CLIMAT

### Calcul pour le prototype du radiomètre CLIMAT.

Nous avons repris l'étude des aberrations géométriques pour le prototype du radiomètre CLIMAT. Réalisé à la suite de la maquette, il présente quelques modifications du point de vue de l'optique. La version, dédiée aux mesures de surface, requiert un large champ. L'ouverture a été fixé à  $10^\circ$  (voir cahier des charges, décrit dans le paragraphe 1.3).

Nous utilisons un ménisque de meilleure forme pour condenseur puisque nous avons montré précédemment que la tache de moindre diffusion est plus faible. L'objectif a une distance focale plus courte (25.4 mm), et son diamètre utile défini par une pupille d'entrée, est choisi en fonction de la dimension du détecteur. L'étude, réalisée par M. Haeffelin (paragraphe 2.4.2), montre l'importance de

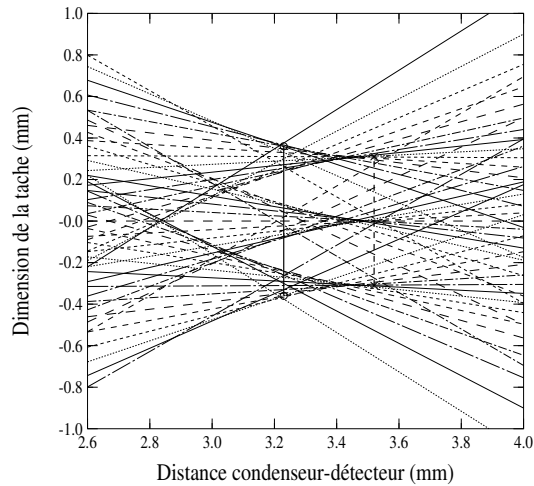


Figure 2.12: Résultat du tracé de rayons pour l'option 3: Les rayons proviennent de des deux extrémités et du centre de l'objectif, pour lesquels nous avons fait varier l'angle de lancer. Le trait pointillé vertical définit la dimension de l'image paraxiale dans les conditions de Gauss et, le trait plein définit la dimension de la tache de moindre diffusion, hors conditions de Gauss

cette pupille qui permet soit, d'éclairer seulement le détecteur, soit de le noyer dans un faisceau de diamètre grand. Le premier cas correspond à une pupille de diamètre 4 mm, et le second à une pupille de diamètre 5.6 mm.

Le résultat des simulations pour les deux pupilles est présenté sur la figure 2.13. L'image paraxiale est schématisée en pointillés et la tache de moindre diffusion en trait plein.

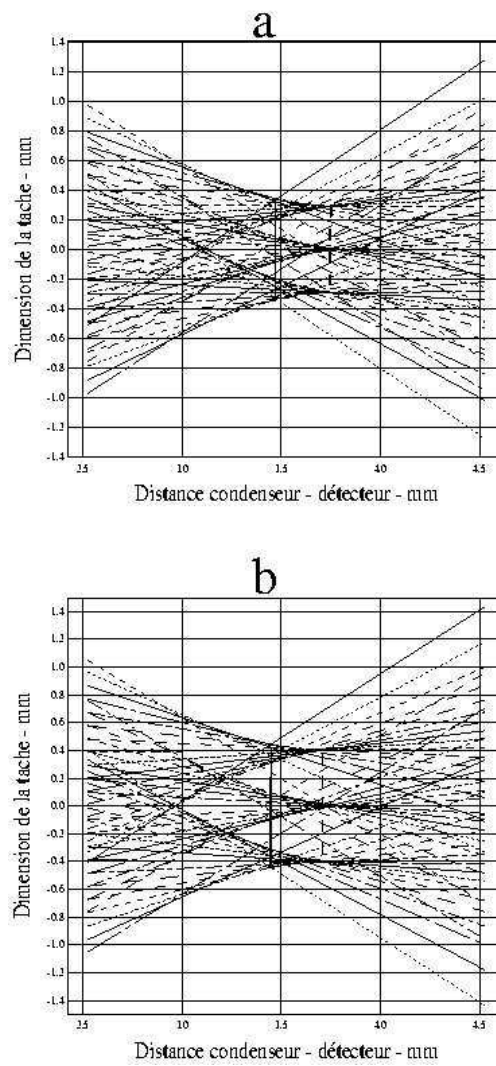


Figure 2.13: Résultat du tracé de rayons pour le prototype du radiomètre CLIMAT: la figure (a) correspond à un diamètre utile de l'objectif de 4mm et la figure (b) correspond à un diamètre utile de 5.6 mm

options	Image paraxiale		Tache de moindre diffusion	
	p' - mm	d - mm	p' - mm	d - mm
1	3.88	0.62	3.17	1
2	3.13	0.62	2.84	0.72
3	3.52	0.62	3.23	0.72

Table 2.5: Résultats des simulations pour les trois options dans et, hors conditions de Gauss;  $p'$  est la position et  $d$  le diamètre, soit de l'image paraxiale (conditions de Gauss), soit de la tache de moindre diffusion ( hors conditions de Gauss).

### Calcul de l'aberration chromatique.

L'indice de réfraction de tout matériau varie avec la longueur d'onde.

Pour le germanium, nous avons [Wolfe, 1989]:

$$n(\lambda) = A + B(\lambda^2 - 0.028)^{-1} + C(\lambda^2 - 0.028)^{-2} + D\lambda^2 + E\lambda^4 \quad (2.47)$$

Où  $A=3.99931$ ,  $B=0.391707$ ,  $C=0.163492$ ,  $D=-6E-06$ ,  $E=5.3E-08$  et  $\lambda$  est la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ .

Quelques valeurs typiques sont données dans le tableau 2.6: Pour une lentille d'épaisseur  $e$ , de rayons de

$\lambda$ $\mu\text{m}$	n
4	4.0244
8	4.0053
10	4.0032
13	4.0021

Table 2.6: Valeurs de l'indice de réfraction du germanium en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ .

courbure  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , la focale est donnée par:

$$\frac{1}{f_c(\lambda)} = (n(\lambda) - 1) \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} + \frac{(n(\lambda) - 1)e}{n(\lambda)\rho_1\rho_2} \right). \quad (2.48)$$

L'aberration chromatique provient de la variation de distance focale du condenseur avec la longueur d'onde du rayonnement incident. Nous pouvons calculer la défocalisation définie par:

$$d = f_c(\lambda_2) - f_c(\lambda_1) \quad (2.49)$$

Appliqué à l'option 3, la variation de l'indice de réfraction entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  induit une défocalisation de 4  $\mu\text{m}$ . Toutefois, les figures 2.12 et 2.13 montrent qu'un faible déplacement ( $< 50 \mu\text{m}$ ) du détecteur de part et d'autre de la tache de moindre diffusion affecte peu le nombre de rayons, donc le flux radiatif, atteignant le détecteur. Une simulation de M.Haefelin, présentée dans le tableau 2.7, quantifie l'effet d'un décalage longitudinal de la position optimale du détecteur sur le flux incident. Il montre qu'il est négligeable tant que le décalage reste inférieur à 50  $\mu\text{m}$ .

### Les effets de température.

La variation de l'indice de réfraction du germanium avec la température est donnée par [Wolfe, 1989]:

$$\frac{dn}{dT} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}. \quad (2.50)$$

On peut s'attendre à travailler à des températures allant de  $0^\circ\text{C}$  jusque  $40^\circ\text{C}$ , selon les sites de mesure soit un écart de température de  $\Delta T = 40 \text{ K}$ . Nous reprenons l'expression de la distance focale d'une lentille (équation 2.48), en considérant un indice de réfraction variant avec la température:

$$\frac{1}{f_c(T)} = (n(T) - 1) \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} + \frac{(n(T) - 1)e}{n(T)\rho_1\rho_2} \right). \quad (2.51)$$

La variation de distance focale due à une variation d'indice de réfraction consécutif à un écart de température  $\Delta T$  peut s'exprimer par:

$$\Delta f_c = \frac{f_c}{n-1} \left( \frac{dn}{dT} \right) \Delta T. \quad (2.52)$$

A 300 K, pour le condenseur du type ménisque de meilleure forme, de focale 3.23 mm, pour  $\Delta T = 40\text{K}$  et  $n = 4$ , nous obtenons  $\Delta f_c = 0.17 \mu\text{m}$ .

La température peut être aussi à l'origine de la dilatation du condenseur ce qui modifiera sa focale.

Le coefficient de dilatation linéaire, pour le germanium, vaut [Wolfe, 1989]:

$$\alpha_e = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} = 5.75 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, \quad (2.53)$$

où  $l$  est une longueur dans une direction quelconque de l'espace.

Nous pouvons alors écrire l'effet de la dilation sur les rayons de courbure et sur l'épaisseur au centre du condenseur comme:

$$\alpha dT = \frac{d\rho_1}{\rho_1} = \frac{d\rho_2}{\rho_2} = \frac{de}{e}. \quad (2.54)$$

Le coefficient d'expansion linéaire peut se définir aussi à partir de la distance focale:

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = \alpha \Delta T. \quad (2.55)$$

Pour un écart de température  $\Delta T = 40K$ , la variation de distance focale est de  $\Delta f_c = 0.74\mu m$ .

Les variations de distance focale du condenseur, résultant d'une variation d'indice ou d'une dilatation du germanium, sont négligeables. Le déplacement de la tache de moindre diffusion, qui en résulte, est en conséquence négligeable.

La même étude, réalisée sur la fenêtre en germanium, montre que le déplacement de la tache de moindre diffusion consécutif à une variation d'indice ou à une dilatation du germanium, est également négligeable.

### 2.4.2 Méthode de Monte-Carlo.

La modélisation de type Monte-Carlo, réalisée par M. Haeffelin, a permis de modéliser, d'une part le comportement optique, et d'autre part le comportement radiatif de l'instrument.

Nous présentons les résultats des simulations numériques effectuées pour le prototype du radiomètre CLIMAT. Ils doivent être comparés avec les résultats obtenus en utilisant l'optique géométrique (figure 2.13).

La modélisation numérique de l'instrument est basée sur la détermination quantitative de la fraction de l'énergie incidente qui atteint le détecteur. Elle permet donc de déterminer la position optimale du détecteur sur l'axe optique selon ce critère, tout comme la figure de tracé de rayons. Elle permet en outre de déterminer la précision du positionnement pour rester proche des conditions optimales.

### Position longitudinale optimale du détecteur.

La fraction utile de l'énergie incidente est la fraction de l'énergie incidente qui atteint la surface sensible du détecteur. La position du détecteur sera optimale lorsque la fraction utile sera maximale. La figure 2.14 montre le résultat obtenu pour le prototype du radiomètre CLIMAT. Elle est à comparer la position obtenue par l'optique géométrique (figure 2.13 (b)). La position optimale du détecteur est de 3.45 mm après le condenseur pour une fraction utile du flux incident de 72.3%, à travers une optique complètement transparente. Un écart de 0.05 mm du détecteur, dans un sens ou dans l'autre, entraîne une diminution de 0.5% de la fraction utile du flux incident.

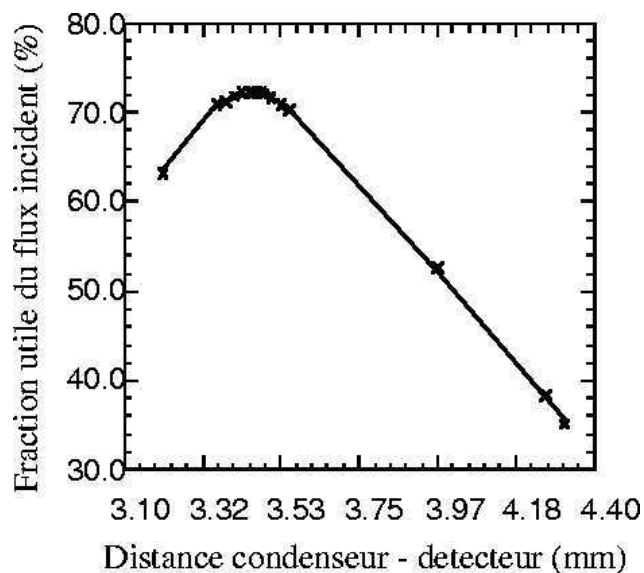


Figure 2.14: Simulation de Monte Carlo sur le prototype du radiomètre CLIMAT d'après M.Haefelin: variation du flux radiatif reçu par le détecteur centré sur l'axe optique, en fonction de sa position le long de ce dernier

En supposant le détecteur centré précisément sur l'axe optique du système, la densité d'énergie normalisée arrivant sur la surface sensible (figure 2.15) est simulée par la méthode de Monte Carlo pour une pupille d'entrée de diamètre 5.6 mm. L'énergie est maximale au centre de la surface sensible et diminue fortement sur les bords, conformément à ce qu'on attend du montage de Köhler.

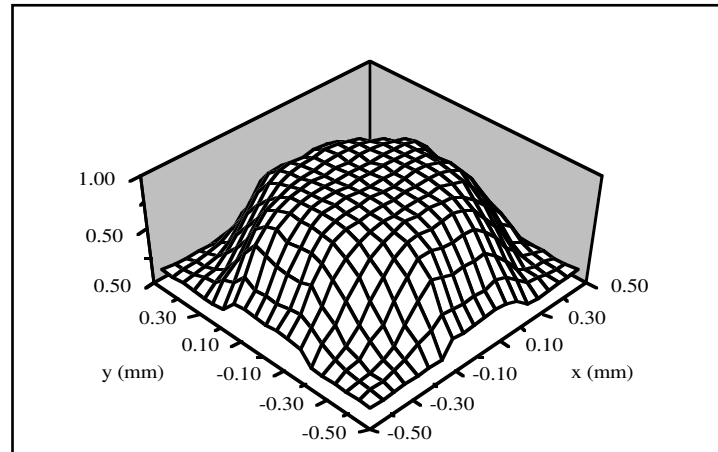


Figure 2.15: Simulation de Monte Carlo sur le prototype du radiomètre CLIMAT d'après M.Haeffelin: densité d'énergie normalisée incidente sur le détecteur centré sur l'axe optique du système

### Dimension de la pupille d'entrée.

Pour un détecteur placé de façon optimale, la méthode de Monte-Carlo a permis enfin d'étudier l'importance du diamètre de la pupille d'entrée.

La simulation, effectuée par M. Haeffelin, a consisté à déterminer la distribution normalisée d'énergie incidente sur le détecteur, pour deux diamètres de pupille d'entrée. (tableau 2.7). L'énergie utile, définie comme le produit de la fraction utile par l'énergie incidente, est 30 % plus importante dans le cas d'une pupille de 5.6 mm que pour un diamètre pupillaire de 4 mm. Le détecteur est ainsi noyé dans le flux d'énergie incident.

Trois avantages en découlent:

- les rayons les plus marginaux n'atteignent pas le détecteur. Ils ne sont donc pas pris en compte dans la mesure,
- On observe un transport maximum d'énergie radiative sur la surface sensible du détecteur, qui se traduira par une réponse maximale en sortie de l'instrument,



	Position du détecteur	Energie utile w	Effet sur w d'un décalage de $\pm 0.05$ mm du détecteur
	mm	W	%
pupille $\emptyset$ 4 mm	3.45	0.49	0.7
pupille $\emptyset$ 5.6 mm	3.45	0.72	0.5

Table 2.7: Importance de la pupille d'entrée sur l'énergie utile incidente sur le détecteur

- l'effet d'un décalage longitudinal du détecteur est beaucoup moins pénalisant (tableau 2.7).

## 2.5 Conclusions.

Le détecteur et les différents éléments de l'optique ont été définis. L'exigence d'un instrument de terrain implique un choix du détecteur parmi les détecteurs thermiques. Le rapport signal/bruit et la constante de temps ont été les critères essentiels de choix. L'optique de l'instrument est basée sur l'emploi de deux lentilles en germanium, disposées selon le dispositif de Köhler. L'optique géométrique et la méthode statistique de Monte Carlo ont permis de déterminer la position optimale du détecteur, par rapport à l'optique, pour le prototype du radiomètre CLIMAT.

L'optique géométrique a l'avantage d'être facile à mettre en place, mais elle ne permet pas de tester tous les paramètres susceptibles de modifier la position et la dimension de la tache de moindre diffusion. Au contraire, la méthode de Monte Carlo a permis de montrer qu'il était plus efficace de disposer d'un système plutôt ouvert (diamètre pupillaire de 5.6 mm).

M. Haeffelin a aussi étudié l'effet, sur la fraction d'énergie utile captée, d'un décalage latéral du détecteur ou d'un décalage angulaire de l'axe optique du condenseur par rapport à l'axe optique du système. Il a montré que les conséquences, sur le signal mesuré, ne peuvent pas être négligées. La position des divers éléments constituant l'optique est donnée sur un schéma synoptique présenté sur la figure 2.16: L'électronique permettant la réalisation et le traitement des mesures a été développée par la société CIMEL (figure 2.17). Le prototype est doté d'une mémoire interne de 16ko, offrant une capacité de

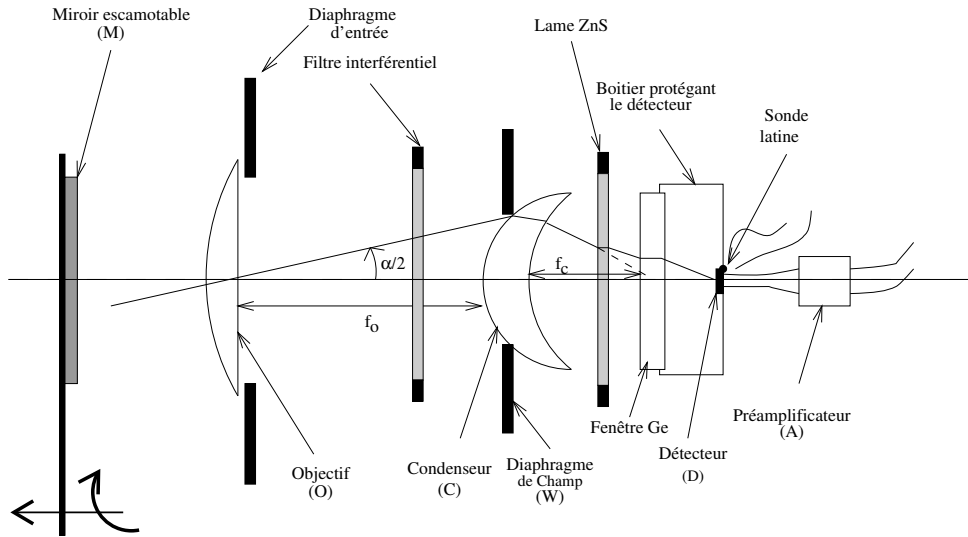


Figure 2.16: Schéma synoptique de l'instrument

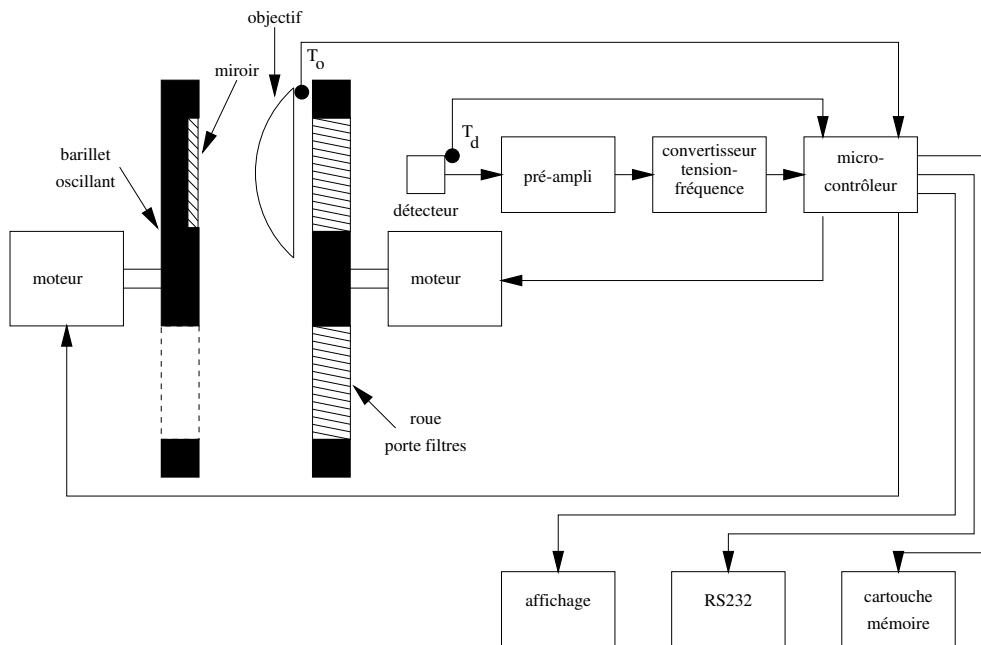


Figure 2.17: Schéma de l'électronique montée sur l'instrument.

stockage des mesures de plusieurs heures. Une cartouche mémoire permet d'enregistrer régulièrement les données de la mémoire interne, allongant ainsi la capacité de stockage à plusieurs jours.

Le prototype offre en outre la possibilité de connecter un PC grâce à une sortie RS232. Un affichage à cristaux liquides permet de visualiser les commandes et les différentes données.

L'électronique est en technologie CMOS, caractérisée par une très faible consommation électrique. Deux batteries, respectivement de 6V et de 12V, fournissent l'énergie nécessaire au fonctionnement des deux moteurs pas à pas, de l'affichage, etc... (hors mis le PC). Elles sont rechargeables par chargeur ou par panneau solaire.

L'assemblage des divers éléments a été réalisé par CIMEL. Une vue générale et une vue en coupe de la tête optique du radiomètre sont respectivement présentées sur la figure 2.18 et sur la figure 2.19.

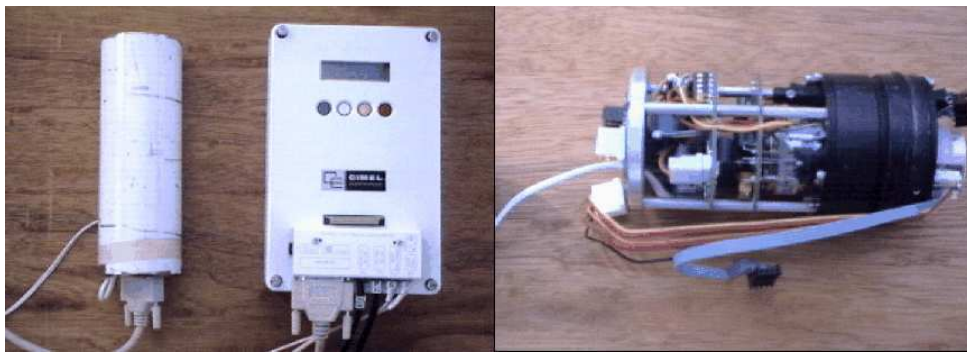


Figure 2.18: *Vue générale du prototype CLIMAT.*

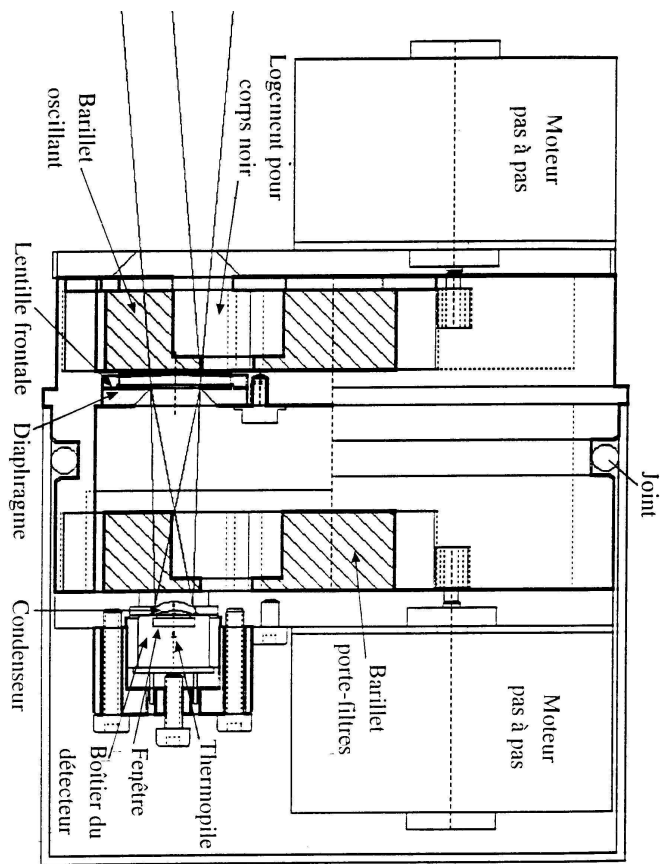


Figure 2.19: *Vue en coupe de la tête optique du prototype CLIMAT.*



# **CHAPITRE 3**



# Chapitre 3

## Qualification du radiomètre CLIMAT.

### 3.1 Principe de fonctionnement du radiomètre.

Le principe de base du radiomètre consiste à comparer la réponse du détecteur lorsqu'il vise alternativement une cible à la température  $T$  et sa cavité de référence à la température  $T_d$ .

La luminance d'une cible dans l'infrarouge dépend de sa température, de son émissivité et de la longueur d'onde:

$$L_{\bar{\nu}}(T) = \frac{\varepsilon(\theta, \bar{\nu}) \cdot B(\bar{\nu}, T)}{\pi} \quad (3.1)$$

où  $\bar{\nu}$  est le nombre d'onde en  $\text{cm}^{-1}$ ,

$\varepsilon$  l'émissivité de la cible pour un angle de visée  $\theta$  et,

$B(\bar{\nu}, T)$  la fonction de Planck.

$L_{\bar{\nu}}(T)$  est une luminance monochromatique ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{cm}$ ).

Le détecteur reçoit une densité de flux d'énergie dans le champ  $\Delta\omega$  qui s'exprime par:

$$F_1(T) = F(T, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega) + F', \quad (3.2)$$

lorsqu'on vise une cible à la température  $T$ , et par:

$$F_2(T_d) = F(T_d, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega) + F', \quad (3.3)$$



lorsque le miroir est positionné devant l'optique.

$T_d$  est la température de la cavité contenant le détecteur.

$F'$  est la densité de flux d'énergie reçu par le détecteur, intégrée sur tout le spectre et sur toutes les directions, provenant de toutes les parties de l'instrument vues par le détecteur.

$F(T, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega)$  est la densité de flux énergétique reçu par le détecteur, provenant de la cible à la température  $T$ , uniquement dans le champ de l'instrument.

$F(T_d, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega)$  est la densité de flux énergétique provenant de la cavité de référence et reçu par le détecteur après réflexion par le miroir uniquement dans le champ de l'instrument.

La mesure utile est la différence entre les signaux mesurés en regardant la cible et la cavité de référence,  $F_1$  et  $F_2$ :

$$\Delta F(T, T_d, \delta\bar{\nu}, \Delta\omega) = F(T, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega) - F(T_d, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega) \quad (3.4)$$

Ainsi la densité de flux énergétique  $F'$  est éliminée.

Dans une bande spectrale limitée par  $\bar{\nu}_1$  et  $\bar{\nu}_2$ , et dans le champ de l'instrument, nous mesurons une densité de flux énergétique:

$$F(T, \Delta\omega) = \iint_{\Delta\omega} \int_{\bar{\nu}_1}^{\bar{\nu}_2} L_{\bar{\nu}}(T) T_r(\bar{\nu}, \Delta\omega) d\bar{\nu} d\omega \quad (3.5)$$

où  $T_r$  est la transmittance pour la radiation monochromatique  $\bar{\nu}$  se propageant dans le champ  $\Delta\omega$ .

$F(T, \Delta\bar{\nu}, \Delta\omega)$  est en réalité une densité de flux d'énergie ( $\text{W m}^{-2}$ ).

L'optique, de notre instrument, est principalement constituée de germanium, dont l'indice de réfraction varie très peu avec la longueur d'onde. On peut dire la même chose du ZnS, qui constitue la lame de coupure des grandes longueurs d'onde. Nous ferons par la suite l'hypothèse que la fonction spectrale ne dépend pas de l'angle d'incidence sur les composants optiques.

$$T_r(\bar{\nu}, \Delta\omega) = \tau(\bar{\nu}) * f(\Delta\omega) \quad (3.6)$$

Cette hypothèse se justifie tant que les angles d'incidence des rayons sur les filtres et les couches de traitements de surface ne sont pas trop grand. C'est le cas dans la partie avant du radiomètre constitué de

l'objectif, du filtre interférentiel et du condenseur. Par contre, ça l'est un peu moins dans la partie arrière après le condenseur en raison de sa forte convergence.

Nous pouvons donc séparer la densité de flux énergétique en un produit de deux fonctions, l'une intégrant le signal sur le spectre et l'autre intégrant le signal sur le champ de l'instrument.

$$F(T, \Delta\bar{v}, \Delta\omega) = \underbrace{\left[ \int_{\bar{v}_1}^{\bar{v}_2} L_{\bar{v}}(T) \tau(\bar{v}) d\bar{v} \right]}_{L(T)} \underbrace{\left[ \int \int_{\Delta\omega} f(\omega) d\omega \right]}_{\Omega} \quad (3.7)$$

l'intégration angulaire sera discutée dans la partie 3.2 et l'intégration spectrale dans la partie 3.3.

Nous définissons ainsi la luminance  $L(T)$  de canal, intégrée spectralement entre  $\bar{v}_1$  et  $\bar{v}_2$  (Equation 3.7).

## 3.2 Fonction angulaire de champ.

La fonction de champ est une fonction angulaire correspondant au signal mesuré par l'instrument en fonction de l'angle de visée d'une source ponctuelle. La fonction de champ théorique est définie comme:

$$\begin{aligned} f(\theta) &= 1 \text{ pour } \theta < \frac{\alpha}{2} \\ f(\theta) &= 0 \text{ pour } \theta > \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (3.8)$$

où  $\alpha$  est l'ouverture angulaire totale du champ de l'instrument (2.16).

Dans ce cas théorique, le champ est donné par :

$$\Omega_{th} = 2\pi * \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right), \quad (3.9)$$

L'angle solide du champ du prototype géométriquement limité par une ouverture totale théorique de  $10^\circ$ , vaut donc 0.0239 sr.

L'angle solide  $\Omega$  du champ intervient de façon proportionnelle comme l'indique l'équation 3.7, dans le calcul de la densité de flux énergétique incident sur le détecteur. Il est cependant différent de  $\Omega_{th}$ , du fait de la fonction de champ  $f(\omega)$ . Nous avons réalisé une expérience pour mesurer précisément cette dernière pour le prototype.

Les aberrations de l'optique, la position non optimale du détecteur et les effets de bords de champ causés par les lentilles et les diaphragmes laissent supposer une fonction  $f(\omega)$  décroissante de l'axe de

l'instrument vers les bords du champ. A condition de normaliser  $f(\omega)$  par rapport à sa valeur maximale, on obtiendra un champ réel  $\Omega$  inférieur au champ théorique  $\Omega_{th}$ .

Nous avons déterminé expérimentalement le champ réel de l'instrument. Pour cela, nous avons utilisé une plaque en polystyrène, peinte en noir, percée au centre par une ouverture circulaire de diamètre 0.5 cm (figure 3.1). A l'arrière de la plaque, nous avons disposé une source chaude centrée sur l'ouverture qui

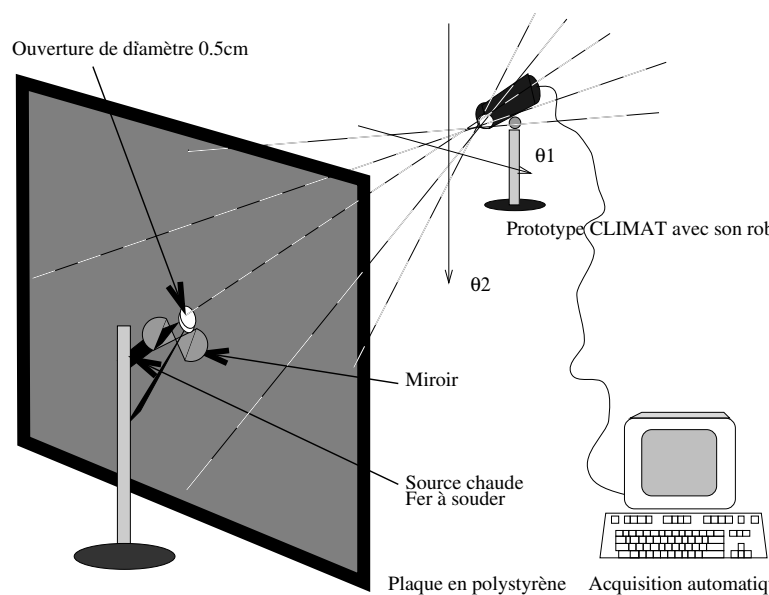


Figure 3.1: Dispositif expérimental dédié à la mesure du champ de visée du prototype CLIMAT. Pour chaque visée repérée par  $(\theta_1, \theta_2)$ , le radiomètre mesure dans le canal large la luminance émise par une source chaude. La contribution de la plaque est éliminée en effectuant une mesure lorsque l'ouverture est occultée par le miroir.

peut être occultée par un miroir doré. Nous avons utilisé un fer à souder à la température de  $400^\circ\text{C}$  comme source chaude.

Le radiomètre est placé à une distance de 1m devant la plaque. La projection de son champ théorique sur la plaque donne une surface circulaire de diamètre 20 cm.

Au vu du rapport entre la surface de l'ouverture dans la plaque et la projection du champ sur celle-ci, de 1/1600, nous considérons que l'ouverture dans la plaque constitue une source quasi-punctuelle.

Lorsque la source chaude est occultée par le miroir, le radiomètre mesure le rayonnement émis par la plaque à la température de l'environnement.

Le miroir étant escamoté, le radiomètre mesure le rayonnement émis par la source chaude ponctuelle à  $400^{\circ}\text{C}$  auquel s'ajoute le rayonnement émis par la plaque.

Par différence, nous éliminons la contribution de la plaque au rayonnement mesuré et nous obtenons la contribution de la source chaude, qui varie avec l'angle de visée. Le radiomètre est fixée sur un robot motorisé permettant de le faire tourner autour de 2 axes orthogonaux  $(\theta_1, \theta_2)$ . Le pas angulaire a été fixé à  $0.5^{\circ}$ . Les mesures sont commandées et stockées par un microordinateur. L'occultation de la source chaude ponctuelle est, quant à elle, réalisée manuellement.

La figure 3.2 représente, pour chaque angle de visée  $(\theta_1, \theta_2)$ , le signal en sortie du radiomètre, normalisé par rapport à sa valeur maximale. La fonction de champ apparaît bien délimitée entre  $-5^{\circ}$  et  $+5^{\circ}$ , pour  $\theta_1$  et  $\theta_2$  et elle est symétrique par rapport au centre. Ceci est très important pour l'utilisation du radiomètre sur des cibles hétérogènes.

On observe cependant une légère dissymétrie de la fonction de champ: pour  $\theta_1 < 0$  le signal est plus faible que pour  $\theta_1 > 0$ .

Deux raisons peuvent expliquer le défaut ainsi mis en évidence:

- un décalage latéral de la position du détecteur sur l'axe optique
- un décalage angulaire de la normale au condenseur avec l'axe optique

La validité de ces hypothèses a été testée par M.Haeffelin, à l'aide de son algorithme de simulation. Une variation de la position latérale du détecteur de 0.15 mm et une variation angulaire de  $2.5^{\circ}$ , de la normale au condenseur donnent des résultats en bon accord avec l'expérience.

L'angle solide  $\Omega$  est calculé numériquement en intégrant la fonction de champ normalisé par rapport à  $\theta_1$  et  $\theta_2$ . Le résultat de ce calcul aboutit à un angle solide de 0.017 sr, inférieur de 30% par rapport à la valeur  $\Omega_{rh}$  pour une ouverture de  $10^{\circ}$ . La différence s'explique par une perte due à l'absorption et la réflexion sur le condenseur dont la courbure est importante. La définition du champ peut être améliorée grâce à un meilleur traitement antireflet sur le condenseur.

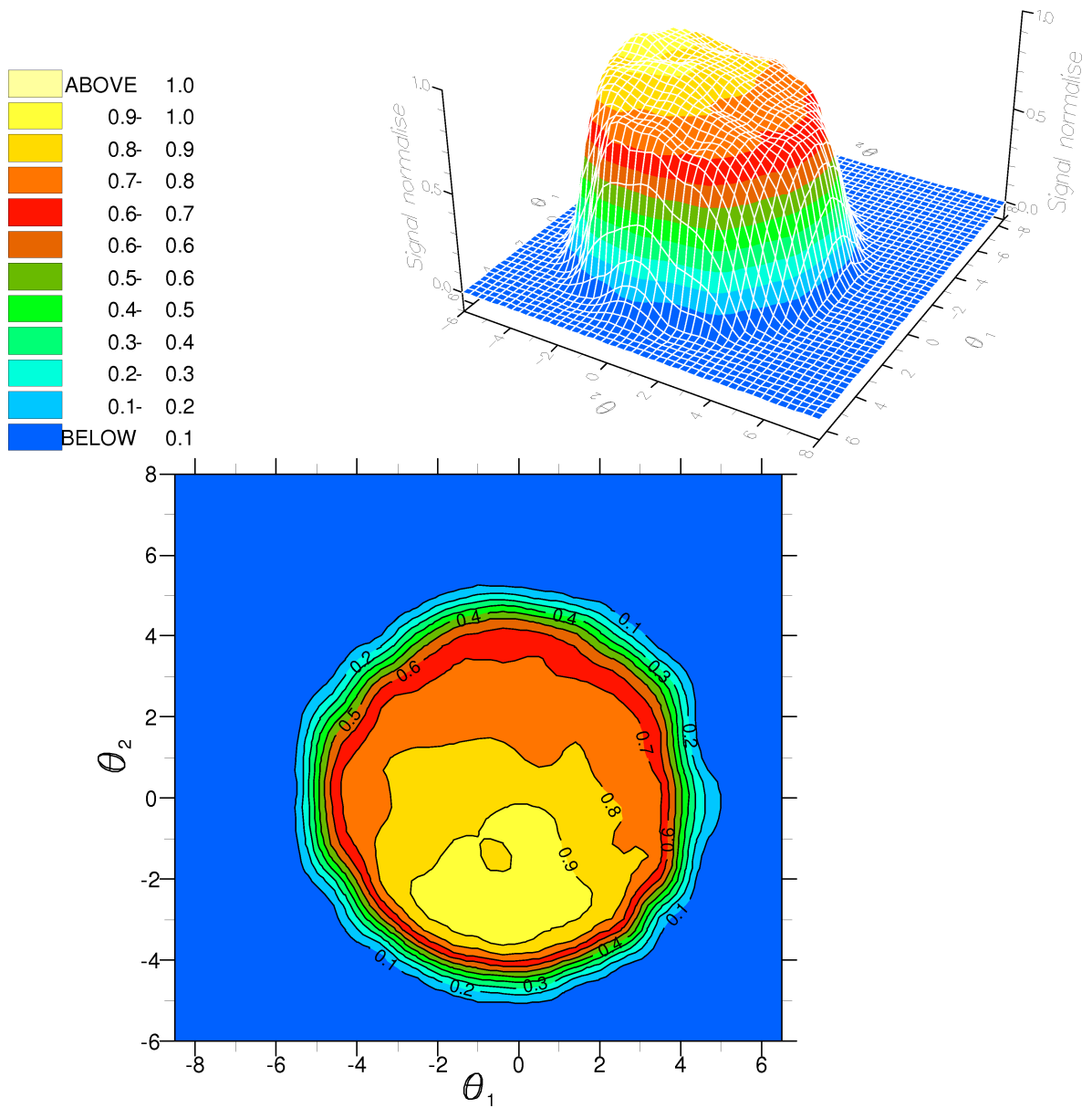


Figure 3.2: Fonction de champ expérimentale du prototype CLIMAT.

Nous devons utiliser l'angle solide réel pour calculer précisément le bruit radiométrique de l'instrument.

### 3.3 Fonction spectrale de transfert.

Le calcul de la luminance issue d'une cible ou de la cavité de référence et incidente sur le détecteur nécessite la connaissance de la transmittance spectrale de l'optique du radiomètre, produit des transmittances de ses différents constituants.

#### 3.3.1 Les filtres interférentiels

Nous commençons donc par présenter la transmittance de chacun des filtres, centrés respectivement sur 12, 11 et 8.7  $\mu\text{m}$ .

L'étude de la fonction spectrale d'un filtre a toujours constitué une tâche délicate en soi. Le type du spectromètre, son état, la façon dont il est utilisé font que le résultat peut varier d'une analyse à l'autre (on observe alors des décalages en longueur d'onde et en transmittance).

Les premières fonctions spectrales que nous avons utilisées sont celles fournies par le constructeur pour des jeux de filtres (figure 3.3). Nous pouvons supposer que les autres jeux de filtres (dont ceux du prototype), issus d'un même lot fabriqué en même temps, sont identiques ou très voisins. Par la suite, nous avons effectué une comparaison des transmittances d'un même jeu de filtres, mesurées sur différents spectromètres et dans différents laboratoires.

Un spectromètre à transformée de Fourier BRUKER IFS-88 (noté par la suite TFB) a été utilisé au LASIR<sup>1</sup> par *B. Sombret*. Deux spectromètres Perkin Elmer, référencés respectivement 580 et 597 et notés par la suite PE580 et PE597, ont été utilisés au LMD<sup>2</sup> par *L. Ménenger*. Les fonctions spectrales obtenues avec ces trois spectromètres au LASIR sont comparées avec celles fournies par le constructeur. Nous les avons représentées sur la même figure 3.3.

<sup>1</sup>Laboratoire d'Analyse Spectroscopique Infrarouge et Raman, Université des Sciences et Technologies, Lille

<sup>2</sup>Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Polytechnique, Paris

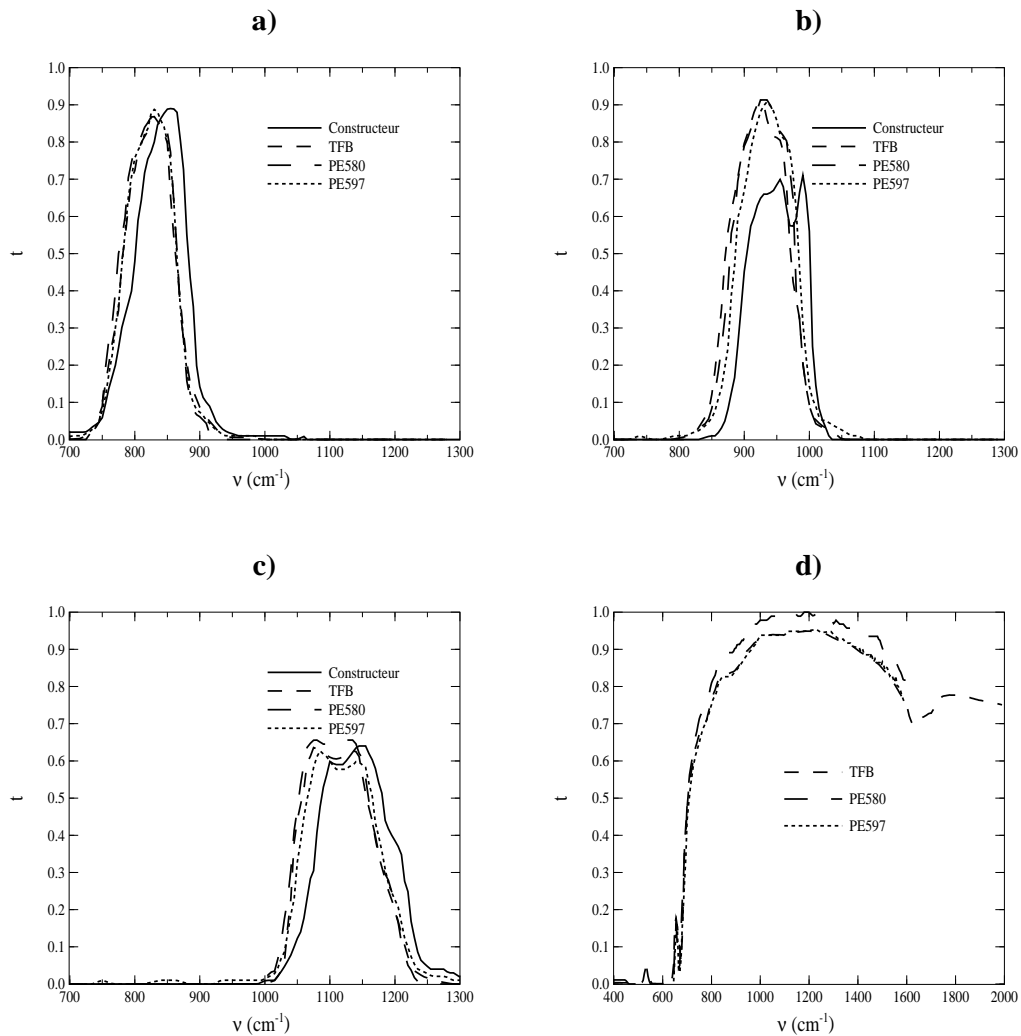


Figure 3.3: Comparaison des transmittances spectrales d'un jeu de filtres de référence, fournies par le constructeur et mesurées à l'aide de trois spectromètres différents. a):  $[11.5, 12.5\mu m]$ , b):  $[10.5, 11.5\mu m]$ , c):  $[8.2, 9.2\mu m]$ , d): lame ZnS. L'accord entre les courbes de transmittance, obtenues avec les trois spectromètres, est très satisfaisant à l'exception de la lame ZnS où le spectromètre PE580 donne une transmittance supérieure. En revanche, les courbes de transmittance fournies par le constructeur présentent des écarts importants en longueur d'onde et en transmittance.

Une première comparaison entre les fonctions spectrales fournies par le constructeur et celles mesurées, révèle d'une part, quelques écarts importants entre les transmittances (30% pour le maximum du filtre 10  $\mu\text{m}$ ), et d'autre part, un décalage spectral systématique pour les trois filtres de 20  $\text{cm}^{-1}$ . Les études réalisées au LASIR et au LMD sont au contraire en bon accord.

Tous les spectres TBF et PE580 sont parfaitement calés en longueur d'onde. Il subsiste seulement un écart relatif d'environ 1% en maximum de transmittance pour le filtre 8.7 $\mu\text{m}$ . Les spectres PE597 présentent un décalage modéré en longueur d'onde (de l'ordre de 0.1 $\mu\text{m}$ ) du filtre 11 $\mu\text{m}$  et un écart relatif d'environ 1% des maxima de transmittance, par rapport aux spectres TFB.

En conséquence, les fonctions spectrales, fournies par le constructeur ne sont pas utilisées. Les fonctions spectrales définies pour le prototype CLIMAT sont une moyenne des spectres mesurés TFB et PE580. Les spectres PE597 n'ont pas été utilisés en raison du léger décalage spectral observé sur le filtre 11 $\mu\text{m}$ . Les spectres moyennés sont présentés sur la figure 3.4. Nous pouvons considérer une précision relative de 5% en transmittance et de  $\pm 5\text{cm}^{-1}$  en nombre d'onde sur les spectres moyens obtenus. L'étude a porté sur un même jeu de filtres supposés identiques à ceux qui équipent le prototype. Nous préconisons l'étude systématique des fonctions spectrales de ces filtres, pour chacun des instruments qui seront fabriqués. Le vieillissement des filtres n'est pas examiné dans cette étude. Il sera nécessaire de considérer ce point dans l'avenir.

### 3.3.2 La fenêtre germanium et la lame ZnS.

Une fenêtre en germanium est placée à l'avant du détecteur. Elle est traitée de façon à limiter le spectre au domaine 8–14  $\mu\text{m}$ , car le détecteur est sensible à tout le rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde. (il n'est donc pas possible, avec ce dispositif d'observer des cibles dans un canal à 3–4  $\mu\text{m}$ ).

Le traitement appliqué sur les faces de la fenêtre garantit une coupure des courtes longueurs d'onde, et des grandes longueurs d'onde jusqu'à 30  $\mu\text{m}$ , mais pas au-delà.

Le spectre de la fenêtre est fourni par le constructeur du détecteur. Sa dimension réduite (quelques mm) ne permet pas le contrôle de sa transmittance avec un spectromètre.



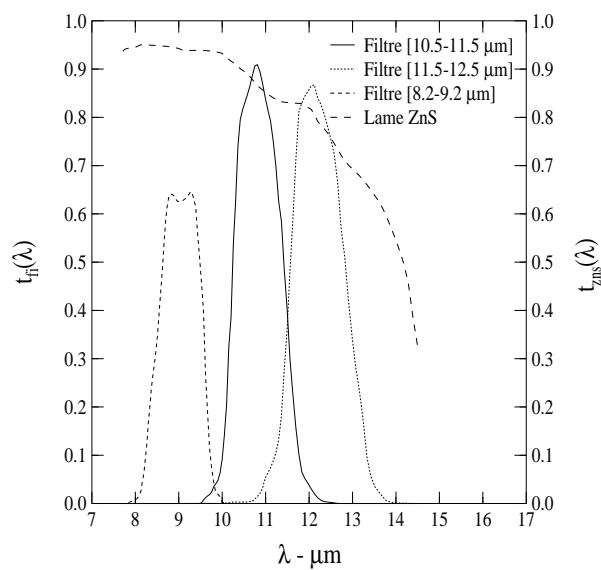


Figure 3.4: Transmittances spectrales moyennées du jeu de de la même série que celui qui équipe le prototype: a: [11.5,12.5 $\mu\text{m}$ ], b: [10.5,11.5 $\mu\text{m}$ ], c: [8.2,9.2 $\mu\text{m}$ ], d: lame ZnS.

Cependant, un laser  $\text{CO}_2$  du LSH<sup>3</sup> a été utilisé avec l'aide de *J. Legrand* et *F. Herlemont*, pour mesurer la transmittance à 10.6  $\mu\text{m}$  en incidence normale de la fenêtre (tableau 3.1). Le spectre fourni par le constructeur a ainsi été recalé sur cette transmittance.

L'intérêt de la lame ZnS est d'éliminer la contribution en énergie du domaine 30–100  $\mu\text{m}$ . Nous ajoutons malheureusement une épaisseur optique supplémentaire dont il nous faut mesurer l'effet dans le domaine spectral utile.

<sup>3</sup>Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne

Une étude spectrale de la lame ZnS a donc été réalisée au LASIR et au LMD. Les spectres TFB et PE597 sont identiques avec une grande précision. Nous relevons au contraire un écart non négligeable en transmittance (5 %) par rapport au spectre PE580.

Nous utiliserons par la suite le spectre moyen obtenu avec TFB et PE587 (figure 3.4). Le spectre de la lame ZnS est présenté sur la figure 3.4. Celui de la fenêtre est présenté sur la figure 3.5.

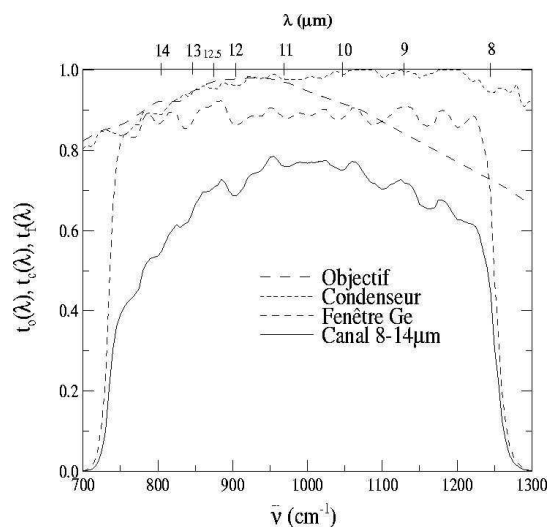


Figure 3.5: Transmittances spectrales de l'optique du prototype CLIMAT: Objectif, condenseur, fenêtre Ge, Canal 8–14  $\mu\text{m}$

### 3.3.3 Les lentilles.

La connaissance de la fonction spectrale de l'objectif et du condenseur est beaucoup plus délicate en raison de leur convergence qui pose un problème d'utilisation des spectromètres.

#### L'objectif.

La fonction spectrale de l'objectif a été déterminée avec le spectromètre TFB du LASIR. En raison de la courbure des dioptries, le faisceau transmis au travers de la lentille diverge et n'atteint pas entièrement

le détecteur du spectromètre.

Nous faisons cependant l'hypothèse que la fonction spectrale obtenue représente bien, en valeur relative, les variations spectrales de la transmittance de l'objectif. Il reste alors à connaître précisément une transmittance pour une longueur d'onde donnée. Nous avons utilisé un laser à CO<sub>2</sub> du LSH pour déterminer la transmittance à 10.6μm au centre de l'objectif et en incidence normale (tableau 3.1). Celle-ci permet ainsi de recalibrer le spectre obtenu. La fonction spectrale de l'objectif est présentée sur la figure 3.5.

### Le condenseur.

La fonction spectrale du condenseur a été fournie par le constructeur. Mais sa petite taille et sa forte convergence n'ont pas permis d'étude avec un spectromètre. Nous avons cependant mesuré sa transmittance à 10.6μm, en incidence normale, avec le laser CO<sub>2</sub> (tableau 3.1) afin de contrôler le spectre fourni par le constructeur. La valeur de la transmittance obtenue correspond précisément à celle du spectre fourni par le constructeur et présenté sur la figure 3.5.

Objectif	0.98
Condenseur	0.98
Fenêtre	0.81

Table 3.1: *Transmittances à 10.6μm, en incidence normale, de l'optique du prototype obtenues en utilisant un laser CO<sub>2</sub>.*

### 3.3.4 Fonctions de transmission spectrales du prototype CLIMAT.

La fonction spectrale du prototype dans le canal large est définie par:

$$t_i^p(\lambda) = t_o(\lambda) * t_c(\lambda) * t_f(\lambda) * t_{zns}(\lambda) \quad (3.10)$$

La fonction spectrale du prototype dans le canal  $i$  est définie par:

$$t_i^p(\lambda) = t_o(\lambda) * t_{fi}(\lambda) * t_c(\lambda) * t_f(\lambda) * t_{zns}(\lambda) \quad (3.11)$$

où

- $t_o(\lambda)$  est la transmittance de l'objectif.
- $t_{fi}(\lambda)$  est la transmittance du filtre dans le canal  $i$  ( $i=2,3,4$ ).
- $t_c(\lambda)$  est la transmittance du condenseur.
- $t_f(\lambda)$  est la transmittance de la fenêtre.
- $t_{zns}(\lambda)$  est la transmittance de la lame en ZnS.

A l'aide des fonctions de transmission spectrales des quatre canaux (figure 3.6), nous avons intégré les luminances pour chaque canal définies par l'équation 3.7, lorsque la cible est un corps noir, en fonction de la température  $T$  de ce dernier. Nous avons utilisé la méthode des trapèzes, avec un pas d'intégration  $\Delta\bar{\nu} = 5\text{cm}^{-1}$ :

$$L(T) = \prod_{\bar{\nu}=\bar{\nu}_1}^{\bar{\nu}=\bar{\nu}_2} \frac{B_{\bar{\nu}}(T) * \tau(\bar{\nu}) + B_{\bar{\nu}+\Delta\bar{\nu}}(T) * \tau(\bar{\nu} + \Delta\bar{\nu})}{2} * \Delta\bar{\nu} \quad (3.12)$$

Les luminances calculées dans les quatre canaux sont présentées en fonction de la température sur la figure E.1 en annexe E.

## 3.4 Sensibilité radiométrique.

### 3.4.1 Procédure d'étalonnage.

L'étalonnage du radiomètre a été réalisé en utilisant comme source de rayonnement, un corps noir à différentes températures  $T_{cn}$ . Le signal mesuré est la différence ( $c$ ) en comptes numériques (dont l'unité est notée: ct) obtenue en regardant successivement le corps noir et la cavité de référence à la température  $T_d$ .

$$c = C(T_{cn}) - C(T_d) \quad (3.13)$$

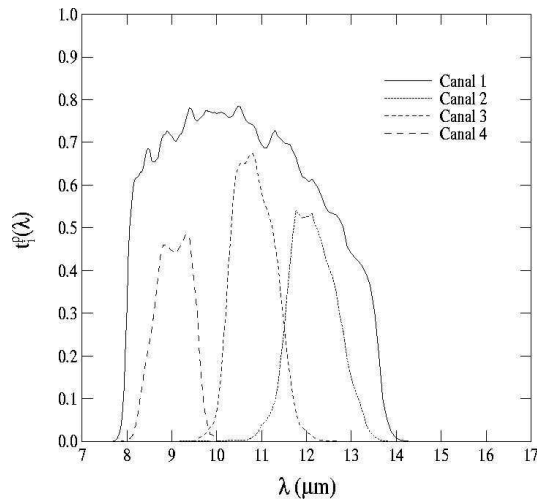


Figure 3.6: Fonctions de transmission spectrales du prototype CLIMAT: Canal 1:  $[8,14\mu m]$ , Canal 2:  $[11.5,12.5\mu m]$ , Canal 3  $[10.5,11.5\mu m]$ , Canal 4:  $[8.2,9.2\mu m]$ .

### 3.4.2 Description du corps noir utilisé.

Le corps noir utilisé pour l'étalonnage est un cylindre en duralumin, peint en noir avec une peinture de type Black-Parson. Afin d'augmenter l'absorption de lumière, le fond du cylindre est conique et l'intérieur est creusé de sillons (pièges à lumière). Les dimensions du corps noir (longueur, diamètre) sont optimisées afin que son émissivité soit très proche de 1. La figure 3.7 représente une coupe de ce corps noir.

### 3.4.3 Description du dispositif d'étalonnage.

Les températures de brillance d'un ciel clair peuvent atteindre des valeurs très basses, de l'ordre de  $-80^{\circ}\text{C}$ . Nous avons donc utilisé un dispositif expérimental utilisant l'azote liquide, qui permet de refroidir le corps noir jusque ces températures (figure 3.8). Il est composé d'une enceinte isolée thermiquement, dans laquelle est placé le corps noir. Une pompe envoie dans cette enceinte de l'air comprimé qui circule au préalable dans un dessiccateur, plongé dans un bain d'azote liquide. Ceci permet d'ôter l'humidité contenue dans l'air et qui provoquerait du givre sur la surface du corps noir. L'air comprimé circule

ensuite dans un serpentin plongé dans l'azote liquide, afin de le refroidir. La pompe est à débit variable, ce qui permet de contrôler le refroidissement du corps noir. La température de ce dernier est mesurée avec un multimètre scrutateur. Lorsqu'un équilibre thermique est atteint, une série de mesures de la température du corps noir, et du rayonnement qu'il émet dans un canal spectral du prototype, est réalisée.

La température du corps noir varie au cours de cet étalonnage entre l'ambiante (20°C) et (-80°C).

Les températures de brillance de cible au sol (végétation, sol nu, etc...) peuvent par contre atteindre 40 à 50°C. C'est pourquoi, nous utilisons d'autre part une enceinte thermostatée, permettant de chauffer le corps noir jusque ces températures. En raison d'un problème de régulation survenu sur cette enceinte, seul l'étalonnage du 14/12/1994 englobe toute la dynamique de température. Le multimètre scrutateur permet aussi de contrôler la température du détecteur, qui non thermostaté est soumis aux variations de température de l'environnement (laboratoire). Les températures sont mesurées par des sondes en platine, qui ont été étalonnées et appariées en utilisant un mélange eau-glace bien homogénéisé. La procédure d'étalonnage des sondes en platine est présentée en annexe D.

### 3.4.4 Etalonnage en luminance.

#### Etalonnage à $T_d$ , avec une cible noire à la température T

$L(T)$  est la luminance (équation 3.7) émise par le corps noir à la température  $T_{cn}$ , dans la bande spectrale  $(\bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2)$  relative à un canal donné.  $L(T_d)$  est la luminance émise, dans la même bande spectrale, par la cavité de référence à la température  $T_d$ .

L'étalonnage en luminance du radiomètre dans un canal donné consiste à déterminer la relation entre la différence de luminance  $\Delta L = L(T_d) - L(T)$ , et la différence de comptes correspondants mesurés par le radiomètre ( $c = C(T) - C(T_d)$ ). En accord avec les caractéristiques du détecteur, cette relation est une proportionnalité:

$$c = S * \Delta L \quad (3.14)$$

S est la sensibilité en luminance du radiomètre dans le canal spectral considéré (en  $\text{ct/mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ).

La luminance d'une cible noire à la température T, ou d'une cible quelconque à la température de brillance

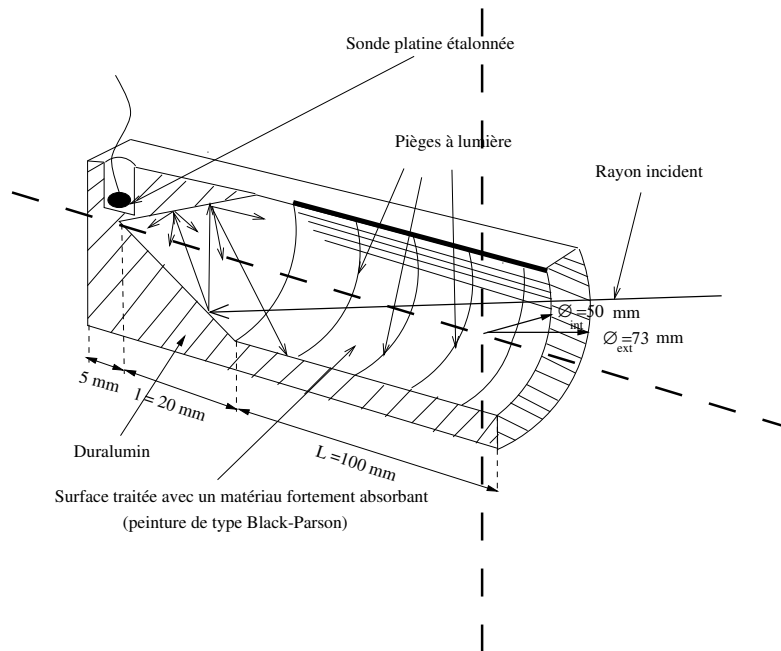


Figure 3.7: Vue en coupe du corps noir utilisé pour l'étalonnage.

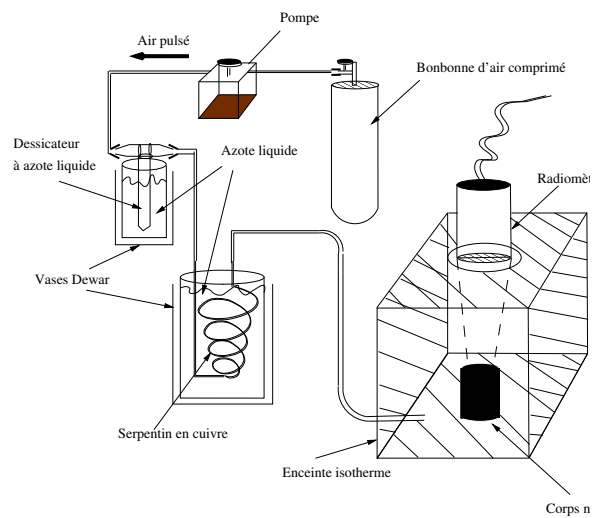


Figure 3.8: Dispositif expérimental utilisé pour l'étalonnage du radiomètre.

T s'exprime en fonction de la différence de comptes  $c$  mesurée:

$$L = \frac{c}{S} + L(T_d) \quad (3.15)$$

En réalité lorsque le radiomètre vise une cible à la température  $T$ , la température du détecteur est alors  $T'_d \neq T_d$ . Ainsi, la luminance émise par la cible noire à  $T$  ou par une cible quelconque à la température de brillance  $T$  s'exprime par:

$$L = \frac{c'}{S'} + L(T'_d) \quad (3.16)$$

où  $c' = C(T) - C(T'_d)$  est la différence de comptes mesurés,  $S'$  est la sensibilité en luminance à  $T'_d$  relié à la sensibilité à  $T_d$  par:

$$S' = S * e^{\alpha \Delta T'} \quad (3.17)$$

avec  $\Delta T' = T'_d - T_d$ .  $\alpha$  est le coefficient de réponse en température du détecteur (tableau 2.2).

### Résultats de trois étalonnages du prototype réalisés dans un intervalle de six mois

Entre les mois de Décembre 1994 et de Juillet 1995, trois étalonnages ont été réalisés. Les sensibilités et leurs intervalles de confiance à 95% pour les 4 canaux spectraux sont présentés dans le tableau 3.2. Les luminances ont été calculées en utilisant un ajustement du type:

$$L = a * e^{-b/T^n} \quad (3.18)$$

Cet ajustement, appliqué sur le domaine de température  $T$  compris entre  $-80^\circ\text{C}$  et  $50^\circ\text{C}$ , a l'avantage de relier la luminance et la température par une équation simple. Nous montrons en outre en annexe E que la précision de cet ajustement est meilleure que 0.02% en luminance dans le canal  $[8-14 \mu\text{m}]$ .

Dans la deuxième partie du tableau, nous avons calculé les sensibilités du prototype dans les divers canaux, ramenées à une température unique de  $20^\circ\text{C}$ . Les courbes d'étalonnage correspondantes sont présentées à la figure 3.9.



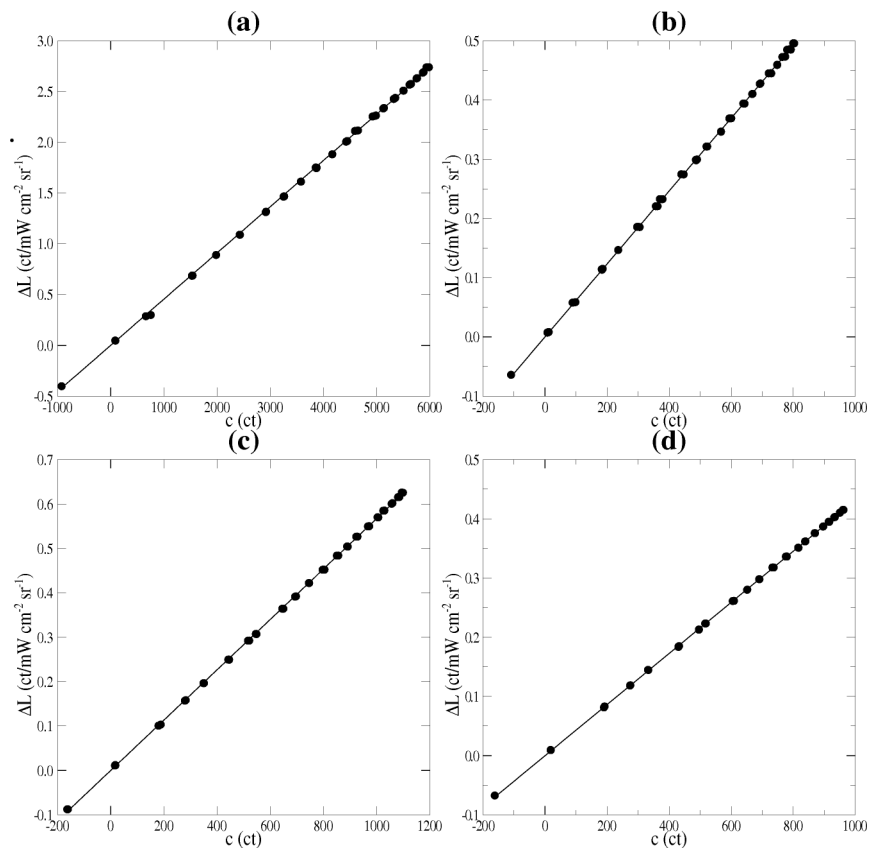


Figure 3.9: Courbes d'étalonnage en luminance, réalisées le 04/04/1995, sur le prototype, dans les 4 canaux spectraux: (a):  $[8,14\mu\text{m}]$ , (b):  $[11.5,12.5\mu\text{m}]$ , (c):  $[10.5,11.5\mu\text{m}]$ , (d):  $[8.2,9.2\mu\text{m}]$ . La dynamique en température du corps noir est  $[-80^\circ\text{C}, 30^\circ\text{C}]$ .

Date	$T_d$ °C	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4
14/12/1994	19.3	2211.8 ± 3.1	1630.2 ± 2.7	1743.0 ± 4.6	2324.1 ± 3.7
04/04/1995	19.6	2193.6 ± 2.0	1623.2 ± 1.4	1763.1 ± 1.2	2317.7 ± 1.0
27/07/1995	26.4	2181.5 ± 1.9	1611.8 ± 1.7	1750.9 ± 1.6	2290.8 ± 1.0
ramené à une température de 20°C					
14/12/1994	20	2212.5	1628.5	1741.2	2321.7
04/04/1995	20	2192.3	1622.2	1762.1	2316.3
27/07/1995	20	2202.6	1627.4	1767.7	2312.9

Table 3.2: Sensibilités en luminance et intervalle de confiance à 95% ( $ct/mWcm^{-2}sr^{-1}$ ) pour trois étalonnages sur une période de 6 mois. Canal 1:  $[8,14\mu m]$ , Canal 2:  $[11.5,12.5\mu m]$ , Canal 3:  $[10.5,11.5\mu m]$ , Canal 4:  $[8.2,9.2\mu m]$ .

### 3.4.5 Etalonnage en température: 1<sup>ère</sup> méthode

La première méthode consiste à utiliser l'étalonnage en luminance et à retrouver la température de la cible à partir de la luminance. Nous disposons de la formule 3.18 permettant de calculer la température T connaissant la luminance dans un canal spectral donné.

#### Mesure à $T_d$

Lorsque le détecteur est à  $T_d$ , la température de la cible noire ou la température de brillance d'une cible quelconque est donnée par:

$$T = \left[ \frac{-b}{\ln \left[ \frac{c}{a \cdot S} + e^{-b/T_d^n} \right]} \right]^{1/n} \quad (3.19)$$

### Mesure à $T'_d$

Lorsque le détecteur est à  $T'_d$ , la température de la cible noire ou la température de brillance d'une cible quelconque est donnée par:

$$T = \left[ \frac{-b}{\ln \left[ \frac{c'}{a * S'} + e^{-b/T_d'^n} \right]} \right]^{1/n} \quad (3.20)$$

### 3.4.6 Etalonnage en température: 2<sup>ème</sup> méthode

La seconde méthode consiste à déterminer la relation entre les comptes différences (c) et les différences de température entre le détecteur et la cible noire ( $\Delta T = T_d - T$ ). Cette relation n'est pas linéaire et on l'approxime par un polynôme du troisième degré (sans constante car  $\Delta T$  et c doivent être nuls simultanément).

$$\Delta T = \alpha_i c^3 + \beta_i c^2 + \gamma_i c \quad (3.21)$$

En réalité, nous avons dû utiliser une loi polynomiale différente selon les domaines de température. L'indice i représente le domaine de température considéré: 1 pour  $T_{cn} \in [0, 30^\circ C]$ , 2 pour  $T_{cn} \in [-50, 0^\circ C]$ , et 3 pour  $T_{cn} \in [-80, -50^\circ C]$ .

Cette seconde méthode a été utilisée à l'origine lors des premiers dépouillements de mesures ([Pietras et al., 1995]), mais nous privilégions dorénavant la première méthode qui donne des résultats plus précis.

### Conclusions

L'étalonnage en luminance nous permet de calculer les luminances de cibles quelconques à partir des comptes numériques mesurés. Les différents étalonnages réalisés sur une durée de six mois montrent une légère perte de sensibilité ce qui justifie des étalonnages réguliers de l'instrument.

Nous avons présenté deux méthodes pour étalonner le radiomètre en température. La première a l'avantage d'utiliser l'étalonnage en luminance, donc la relation linéaire simple entre les comptes

numériques et les luminances. Il est cependant nécessaire de connaître une relation réciproque entre les luminances et les températures. L'ajustement en  $a * \exp(-b/T^n)$  répond de façon très satisfaisante à notre attente. Cette méthode est utilisée par la suite pour restituer la température d'une cible noire de température T ou d'une cible quelconque de température de brillance T.

La seconde méthode a l'avantage de relier directement les comptes numériques aux températures. C'est en tout les cas ce que l'on espérait. En réalité, lorsque la température du radiomètre au cours des mesures est différentes de celle au cours de l'étalonnage, il est nécessaire de corriger les comptes numériques avec un terme qui dépend du coefficient d'étalonnage en luminance. Cette méthode est présentée ici car elle a été tout d'abord utilisée et elle est décrite dans un article présentée à Paris en septembre de cette année ([[Pietras et al., 1995](#)]).

## 3.5 Comportement thermique du radiomètre.

### 3.5.1 Constantes de temps du radiomètre et du corps noir

Le prototype CLIMAT et un corps noir sont placés en vis à vis, dans une enceinte réglée en température. La température de consigne est tout d'abord réglée à 20°C, puis est brutalement passée à 30°C.

Nous mesurons simultanément avec le multimètre scrutateur Keithley, les températures du détecteur et du corps noir, afin d'étudier la réponse du prototype en équilibre et pendant l'échelon thermique. Le corps noir utilisé dans cette expérience, n'est pas le même que celui qui a servi aux étalonnages, mais il est du même type.

Lorsque l'équilibre est atteint, la régulation de l'enceinte est premièrement coupée, puis la porte est ouverte.

Les comportements du prototype et du corps noir, au cours de ces régimes différents, sont présentés sur la figure 3.10. Nous remarquons tout d'abord, que le prototype CLIMAT n'atteint pas son équilibre à la même température que le corps noir. Le prototype, effectuant en permanence des mesures dans les quatre canaux, commande deux moteurs pilotant le miroir et la roue porte-filtres. La chaleur dégagée à

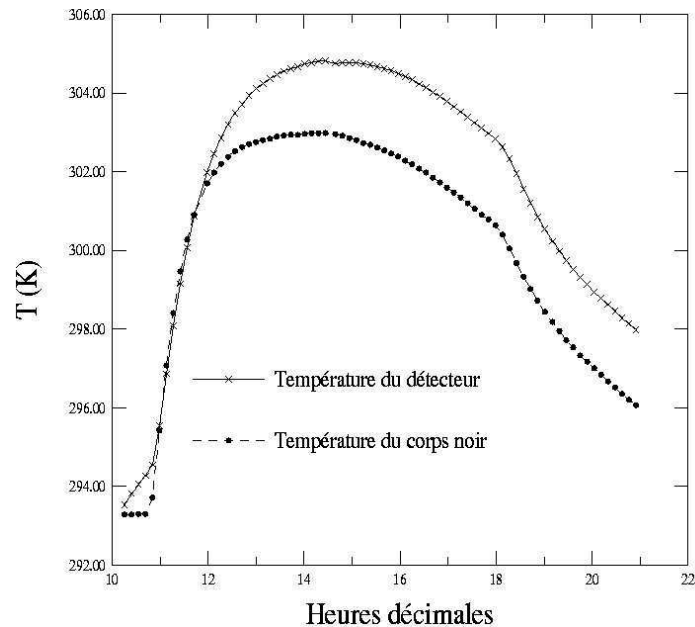


Figure 3.10: Constantes de temps thermiques du corps noir et de CLIMAT.

l'intérieur du boîtier du prototype n'est pas rapidement échangée avec l'extérieur en raison de la bonne isolation de l'instrument. C'est pourquoi, la température d'équilibre du prototype est supérieure de quelques degrés à celle de l'ambiante.

La constante de temps thermique a été alors évaluée pour le prototype à  $\tau_p = 50mn$ , et pour le corps noir à  $\tau_c = 40mn$

### 3.5.2 Température du corps noir restituée par le radiomètre perturbé thermiquement.

En utilisant l'étalonnage effectué le 14/12/1995, nous pouvons restituer la température de brillance du corps noir. Cette température restituée peut alors être comparée à la température mesurée avec la sonde platine (figure 3.11). La figure 3.12 montre les différences entre la température du corps noir restituée et mesurée en fonction du temps dans les quatre canaux. Le tableau 3.3 présente les moyennes et les écarts type des différences entre la température du corps noir restituée et mesurée dans les quatre canaux

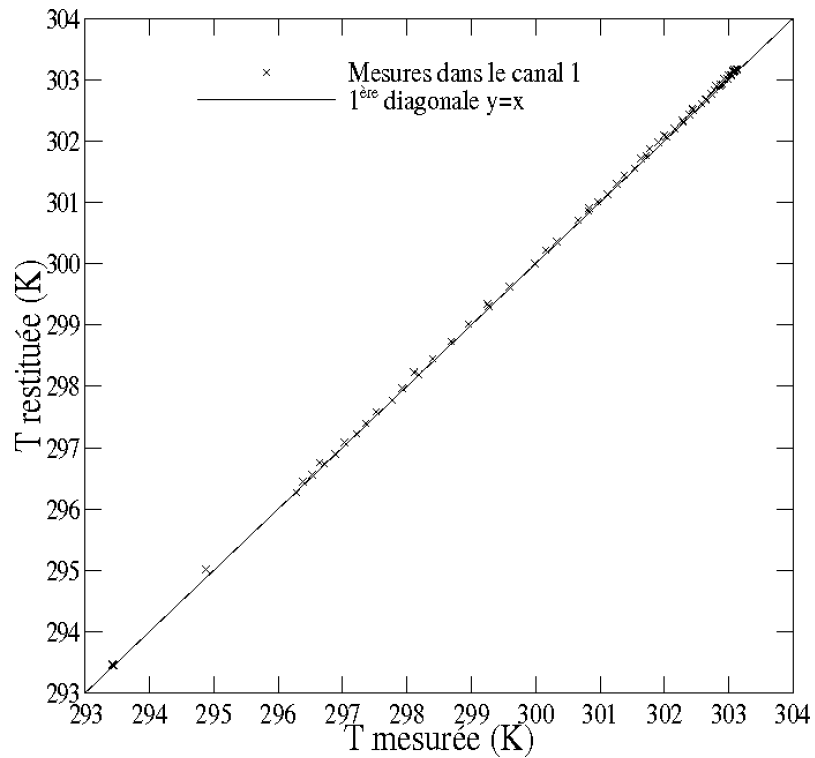


Figure 3.11: Température du corps noir restituée par le prototype en fonction de celle mesurée par une sonde platine dans la canal 1 ( $[8-14 \mu m]$ ).

du prototype. Cette même différence calculée pour les quatre canaux est représentée en fonction de la température du détecteur (figure 3.13). Nous constatons que les écarts entre la température du corps noir restituée et mesurée ne dépendent pas de la température du détecteur. Autrement dit, la température du corps noir est aussi bien restituée pour l'équilibre à  $20^{\circ}\text{C}$  que pour l'équilibre à  $30^{\circ}\text{C}$ . En outre, lors du déséquilibre brutal (réchauffement à partir de 11h) ou lors du déséquilibre lent (après 15h) la température du corps noir est aussi bien restituée que lors d'un équilibre. Autrement dit, le principe de comparaison entre le signal cible et le signal de la cavité réfléchi sur le miroir est satisfaisant même lorsque le radiomètre est soumis à des variations brutales ou lentes de température.

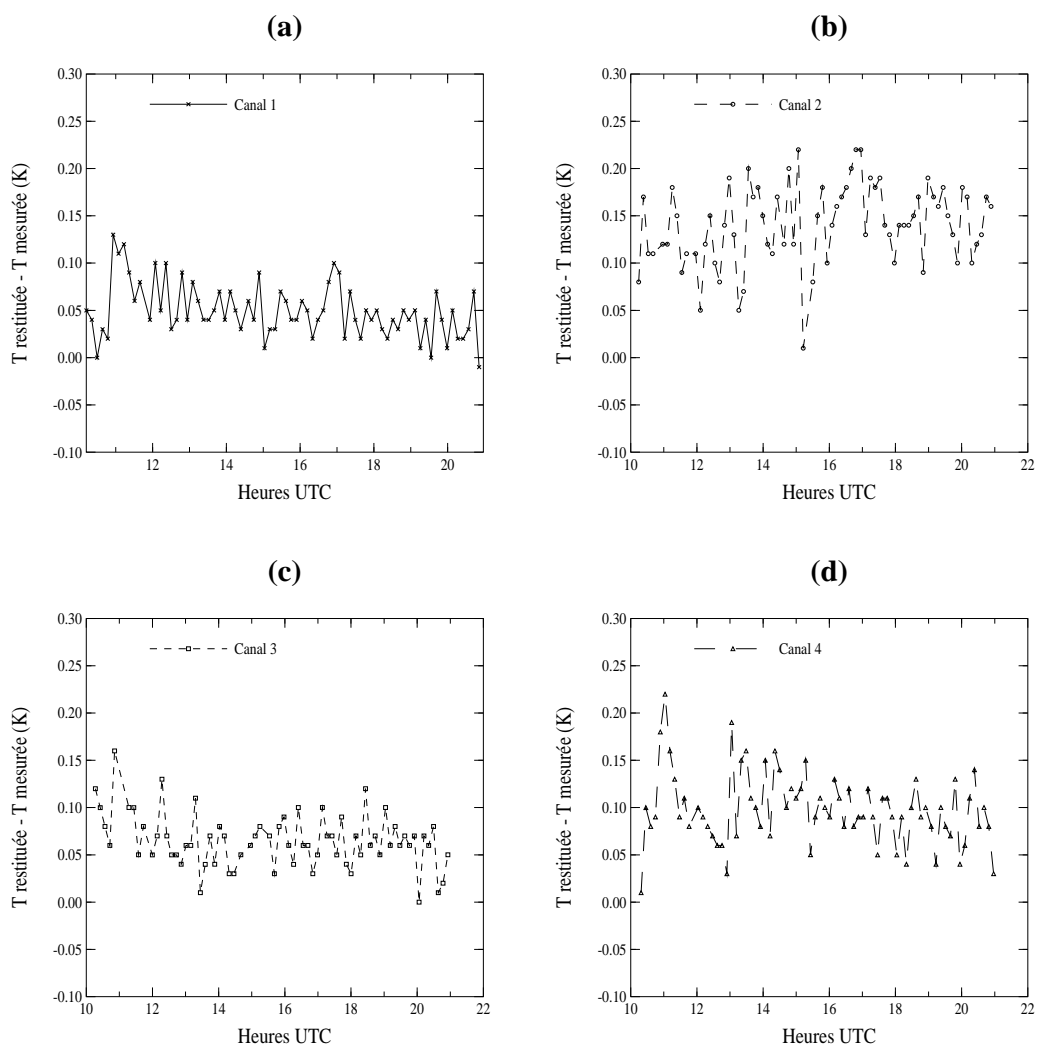


Figure 3.12: Différences entre la température du corps noir restituée et mesurée dans les quatre canaux. (a):  $[8,14\mu\text{m}]$ , (b):  $[11.5,12.5\mu\text{m}]$ , (c):  $[10.5,11.5\mu\text{m}]$ , (d):  $[8.2,9.2\mu\text{m}]$ .

	[8,14 $\mu\text{m}$ ]	[11.5,12.5 $\mu\text{m}$ ]	[10.5,11.5 $\mu\text{m}$ ]	[8.2,9.2 $\mu\text{m}$ ]
Moyenne	0.05	0.14	0.06	0.1
Ecart type	0.03	0.04	0.03	0.04

Table 3.3: *Moyennes et Ecart types de la différence entre la température du corps noir restituée et mesurée dans les quatre canaux.*

## 3.6 Bruit instrumental.

### 3.6.1 Différence de température équivalente au bruit (NEDT)

Le prototype et un corps noir sont placés en vis à vis dans une enceinte thermostatée à 23°C pendant une heure. Une série de 60 mesures dans les quatre canaux est ensuite réalisée sur une durée totale de 2 minutes. Le radiomètre et le corps noir constituent une cavité fermée dont la température est constante. L'étude des fluctuations de ce signal nous permet de quantifier le bruit du prototype. Nous présentons sur la figure 3.14 l'histogramme des écarts à la moyenne sur la série de mesures effectuées. L'étude statistique (tableau 3.4) donne un écart type de 0.82 compte numérique. L'écart maximum à la moyenne est de 2 comptes numériques. Le bruit en tension en écart type à la sortie du détecteur se déduit en tenant

	Bruit (ct)
Moyenne	0.0045
Ecart type	0.82

Table 3.4: *Etude statistique du bruit expérimental, sur le prototype.*

compte de la conversion tension-fréquence (facteur 10000 ct/V) et du facteur de préamplification (1000 V/V):

$$b = 10^{-7} * \sigma \text{ (V)} \quad (3.22)$$



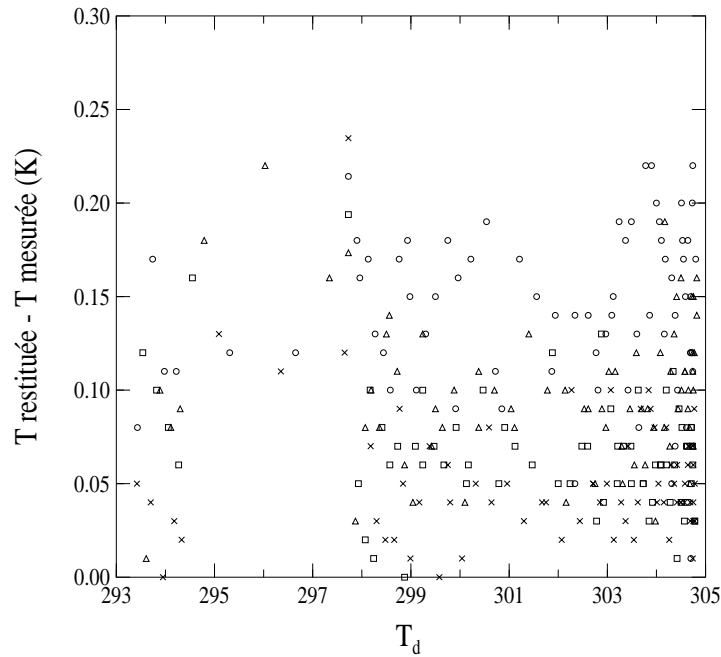


Figure 3.13: Différences entre la température du corps noir restituée et mesurée dans les quatre canaux en fonction de  $T_d$ .  $\times$ : canal 1,  $o$ : canal 2,  $\square$ : canal 3,  $\triangle$ : canal 4.

La valeur du bruit en tension de sortie du prototype ( $b = 82nV$ ) peut être comparée, pour une mesure réalisée en 1s (fréquence 1Hz), avec celle du bruit en tension de sortie du détecteur ( $31.3nV$ ), donnée par le constructeur (tableau 2.2). A partir du bruit en tension du prototype, nous pouvons calculer dans les quatre canaux, pour une mesure réalisée sur 1s (fréquence 1Hz), son NEP, son bruit équivalent en différence de luminance NEDR (Noise Equivalent Difference Radiance) et son NEDT (tableau 3.5).

$$NEP = \frac{\sigma * s * \Omega}{S} \text{ (W)} \quad (3.23)$$

$$NEDR = \frac{\sigma}{S} \text{ (W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}\text{)} \quad (3.24)$$

$$NEDT = \frac{NEP}{\frac{dL}{dT} * s * \Omega} = \frac{\sigma}{S * \frac{dL}{dT}} \text{ (K)} \quad (3.25)$$

où  $S$  est la sensibilité en luminance du prototype dans le canal spectral considéré,  $\frac{dL}{dT}$  est la dérivée de la luminance du corps noir dans le canal spectral considéré,  $s$  est la surface de la pupille d'entrée du prototype et  $\Omega$  est l'angle solide mesuré, défini par le champ du prototype.

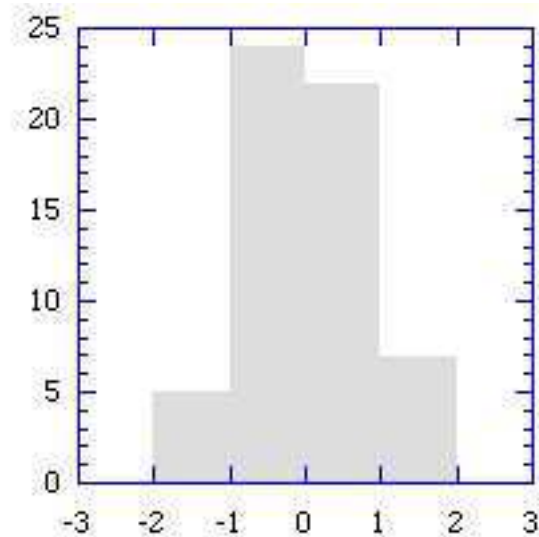


Figure 3.14: : *Mesure du bruit expérimental du prototype CLIMAT: Écarts à la moyenne du signal mesuré par CLIMAT, placé devant un corps noir, dans une enceinte thermostatée à 20°C*

### 3.7 Conclusions.

La difficulté pour définir la fonction spectrale du prototype a été mise en évidence. L'amélioration de sa connaissance pourrait être obtenue, en installant l'instrument sur un spectromètre et ainsi en l'utilisant directement pour mesurer le signal spectral des différentes sources. Cependant, la lenteur du détecteur thermique rend cette expérience difficile à mettre en œuvre.

Le bruit instrumental, évalué expérimentalement est meilleur que celui annoncé dans les spécifications au départ du projet. La sensibilité a été mesurée dans les différents canaux au cours d'une procédure d'étalonnage qui permet d'atteindre une grande dynamique de température. Plusieurs étalonnages à quelques mois d'intervalle n'ont pas montré de variations aberrantes des coefficients d'étalonnage. Ils montrent cependant qu'une bonne précision n'est atteinte qu'en effectuant des étalonnages réguliers. Il est sûr que des mesures de références effectuées lors d'une expérience en cours avec un corps noir de référence, disposé à l'intérieur de l'instrument, augmenterait encore cette précision. Ces mesures de référence sont, généralement, réalisées sur le terrain avec de l'eau ou de la glace. Le corps noir de

	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4
$L(T) \text{ mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$	3.221	0.599	0.739	0.478
$\frac{dL}{dT}(T) \text{ mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ K}^{-1}$	0.052	0.008	0.011	0.0087
NEP (nW)	1.50	2.10	1.96	1.46
NEDR ( $\mu\text{W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ )	0.37	0.50	0.47	0.35
NEDT (mK)	7.13	62.8	42.6	40.1

Table 3.5: NEP, NEDR et NEDT mesurés sur le prototype CLIMAT à 23°C, pour une mesure réalisée sur 1s (fréquence 1 Hz), dans les quatre canaux spectraux.

référence sera constitué d'un disque métallique creusé de sillons concentriques et dont la surface sera peinte en noir. Son émissivité sera comprise entre 0.99 et 1 et sera stable au cours du temps. Le disque sera placé dans le logement pour corps noir du barillet oscillant (figure 2.19), et il sera chauffé grâce à une petite résistance électrique asservie à une température de 10°C au dessus de l'ambiante.

Le comportement thermique du radiomètre a été éprouvé au Laboratoire, en mesurant la température de brillance d'un corps noir étalon. Nous avons montré que la précision de 0.1 K est atteinte (pour le canal large 8–14  $\mu\text{m}$ ), lors d'un régime en température stationnaire. Nous avons, de plus également montré que le comportement du radiomètre est aussi bon lors d'un régime transitoire.

# **CHAPITRE 4**



## Chapitre 4

# Premières mesures avec le radiomètre CLIMAT.

L'objectif est tout d'abord d'éprouver le radiomètre dans les conditions réelles de fonctionnement sur le terrain. Pour cela, nous avons réalisé deux campagnes de mesures. La première, à Villeneuve d'Ascq en Mars 1995, avait pour objet la mesure depuis le sol de la luminance du ciel. La seconde, en Juin 1995, avait pour but la mesure de la température de la mer, au dessus de la Manche, depuis un avion. Afin de tester le comportement du prototype, nous avons aussi utilisé un radiomètre Barnes PRT-5 dont le comportement, tant pour les mesures depuis le sol que pour les mesures aéroportées, est éprouvé depuis longtemps [[Brogniez et al., 1995](#), [Saunders, 1967](#)].

### 4.1 Campagne sol—Mars 1995

Les premières mesures du rayonnement descendant ont été réalisées à l'extérieur en Mars 1995 sur la terrasse du bâtiment P5 abritant le LOA (figure 4.1). Le prototype a été utilisé avec un instrument de comparaison: un Barnes PRT-5. Des calculs ont été effectués à partir du code de transfert radiatif Lowtran-7 et de profils verticaux issus de radiosondages fournis par les stations les plus proches: Uccle (200km au Nord—Est de V. Ascq) et Trappes (150km au Sud de V. Ascq). Nous avons



Figure 4.1: Le prototype CLIMAT et le radiomètre Barnes PRT-5 sur le toit du Laboratoire.

aussi utilisé les profils atmosphériques standard contenus dans le code. Le code Lowtran permet de calculer les luminances de ciel dans une bande spectrale donnée (en particulier la fenêtre atmosphérique  $8-14\mu\text{m}$ ) et pour un profil atmosphérique (standard ou mesuré). Il prend en compte en particulier l'absorption et l'émission des différents composants gazeux dont la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'ozone etc... La documentation technique du code de transfert Lowtran-7 ([Kneizys et al., 1988]) est pour l'instant incomplète. Il est cependant possible de consulter les documentations éditées pour les versions précédentes du code 5 et 6 ([Kneizys et al., 1980, Kneizys et al., 1983]).

#### 4.1.1 Transmittance de l'atmosphère calculée avec le code radiatif Lowtran-7.

Afin de positionner les canaux des radiomètres Barnes PRT-5 et CLIMAT dans la fenêtre atmosphérique, nous avons calculé la transmittance de quelques composants gazeux de l'atmosphère, en utilisant le code radiatif Lowtran-7. Le calcul a été effectué pour le profil atmosphérique standard *Midlatitude Summer* entre  $7$  et  $16\mu\text{m}$ , pour des couches entre  $0$  et  $100$  km. Nous avons comparé les transmittances de l'atmosphère avec les transmittances instrumentales grâce à la figure 4.2. Le canal 1 du prototype couvre toute la fenêtre atmosphérique  $8-14\mu\text{m}$ . le canal du Barnes PRT-5 transmet

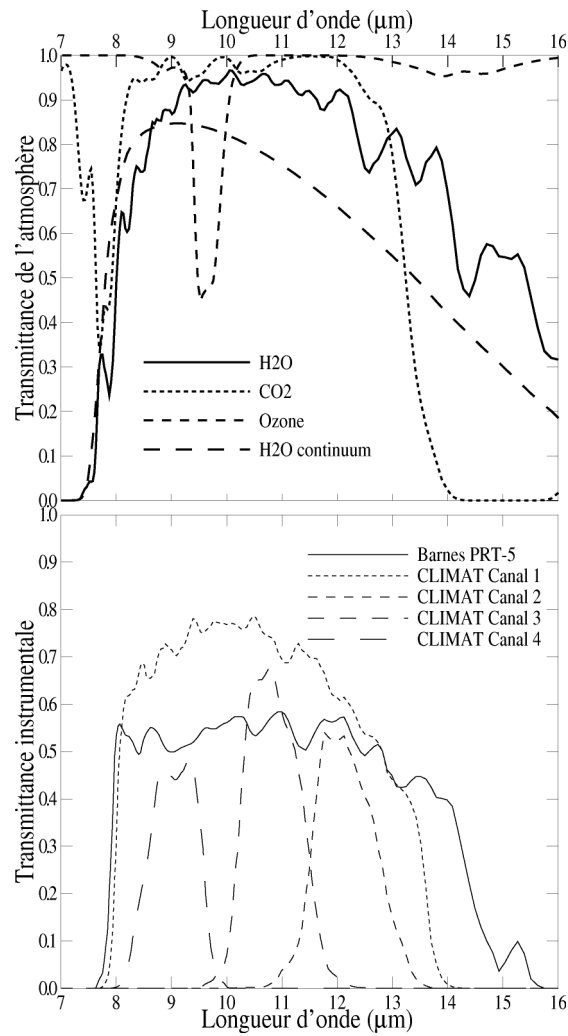


Figure 4.2: Transmittance atmosphérique entre 0 et 100km de quelques composants gazeux, calculée avec le code Lowtran–7 pour un profil standard Midlatitude Summer et transmittances instrumentales.



moins bien (environ 15% de moins) sur ce même domaine mais il transmet au delà de  $14\mu\text{m}$  jusque  $16\mu\text{m}$ . Le canal 3 du prototype est situé au centre de la fenêtre atmosphérique où l'absorption par les composants gazeux est minimale. Les canaux 2 et 4 sont situés de part et d'autre du canal 3 en bord de fenêtre atmosphérique. Le canal 2 est donc plus sensible aux températures des couches atmosphériques essentiellement car l'absorption et l'émission sont le fait du gaz carbonique en concentration constante. Au contraire, le canal 4 est plus sensible aux températures et aux concentrations de vapeur d'eau car l'absorption et l'émission sont dues pour l'essentiel à ce gaz dans ce domaine du spectre.

#### 4.1.2 Température du ciel simulée par le code Lowtran–7.

Les luminances atmosphériques descendantes à travers les canaux instrumentaux et les températures du ciel correspondantes sont simulées pour le Barnes et les quatre canaux de CLIMAT avec le code radiatif Lowtran–7, en utilisant divers profils atmosphériques standard [McClatchey et al., 1971].

Le tableau 4.1 présente les résultats obtenus. Les profils verticaux de température et de contenu en vapeur d'eau sont aussi présentés, pour les différents profils standard, sur la figure 4.3.

En ciel clair, le canal centré sur  $11\mu\text{m}$  où la fenêtre atmosphérique est la plus transparente, donne les températures apparentes les plus faibles, quel que soit le profil utilisé. Comme l'on pouvait s'y attendre, les températures apparentes les plus élevées sont obtenues avec le profil *Tropical*, où des températures élevées de l'atmosphère sont associées à de fortes concentrations en vapeur d'eau.

Lorsque le contenu en eau n'est pas trop important (*Midlatitude Winter*, *Subarctic Summer*, *US1976*), nous obtenons une température apparente plus grande dans le canal centré sur  $8\mu\text{m}$ , que dans le canal centré sur  $12\mu\text{m}$ . Au contraire, pour les profils où le contenu en eau devient important (*Midlatitude Summer* et *Tropical*), nous observons une inversion de l'ordre de ces canaux. Les températures apparentes obtenues dans le canal large  $8-14\mu\text{m}$ , sont en outre toujours comprises entre celles obtenues dans le canal  $8\mu\text{m}$  et dans le canal  $12\mu\text{m}$ .

	Barnes	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	3.40	2.05	0.29	0.14	0.26
<i>Subarctic Winter</i> W=0.42 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	199.8	185.1	169.3	157.2	192.3
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	5.09	3.59	0.64	0.38	0.44
<i>Midlatitude Winter</i> W=0.86 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	213.3	200.8	190.5	178.7	205.5
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	7.35	5.68	1.12	0.74	0.69
<i>US1976</i> W=1.43 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	227.0	215.6	209.3	195.9	218.0
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	9.03	7.67	1.64	1.17	0.91
<i>Subarctic Summer</i> W=2.10 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	235.4	226.4	224.3	210.3	226.6
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	12.51	11.50	2.56	1.99	1.36
<i>Midlatitude Summer</i> W=2.95 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	249.9	242.7	244.7	229.5	240.3
L ( $Wm^{-2}sr^{-1}$ )	16.5	16.1	3.66	3.11	1.90
<i>Tropical</i> W=4.14 g.cm <sup>-2</sup>					
T (K)	263.5	258.0	264.2	248.7	253.0

Table 4.1: Luminances descendantes de canal et températures de ciel correspondantes, calculées avec le code Lowtran–7, pour le Barnes PRT 5 et les quatre canaux de CLIMAT, pour plusieurs modèles atmosphériques [McClatchey et al., 1971]: Canal 1: [8-14 $\mu$ m], Canal 2: [11.5-12.5 $\mu$ m], Canal 3: [10.5-11.5 $\mu$ m], Canal 4: [8.2-9.2 $\mu$ m].

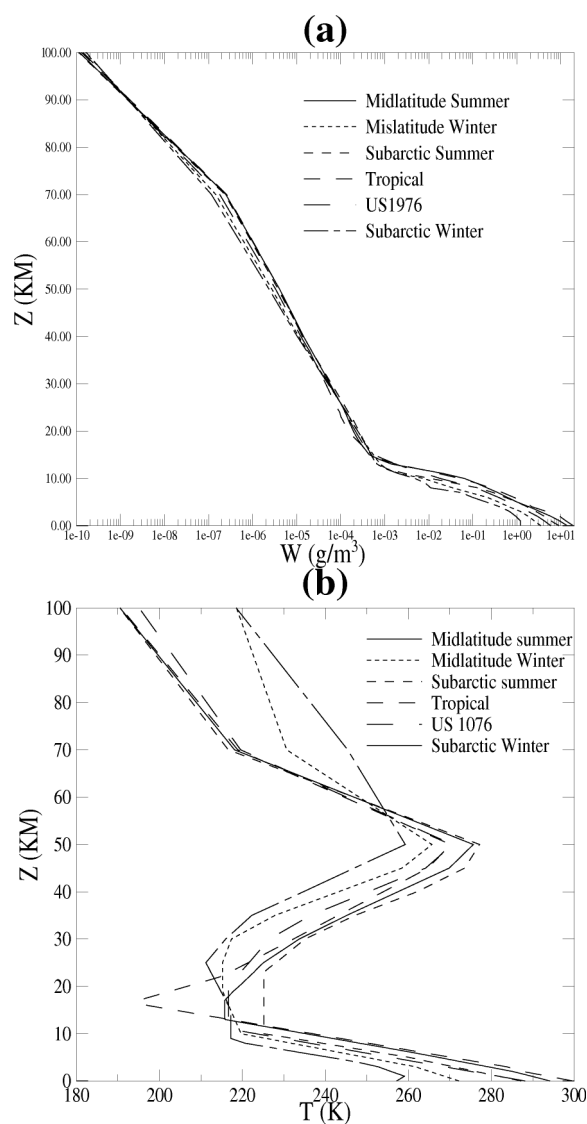


Figure 4.3: Profils standard de température et de concentration en vapeur d'eau, utilisés dans le code Lowtran-7 [McClatchey et al., 1971].

### 4.1.3 Température du ciel mesurée par CLIMAT.

#### Conditions d'observations

Les conditions d'observation, au dessus du site, pour les deux jours concernés sont présentées dans le tableau 4.2. En raison des conditions atmosphériques variables, le 10/03/1993, entre Paris et Bruxelles,

Jour	$H_d$	$H_f$	Conditions
10/03/1995	9 h	17 h	ciel voilé de cirrus
23/03/1995	20 h	2 h	ciel clair

Table 4.2: Conditions météorologiques pour les deux journées de mesures de la température de brillance de ciel.

il ne nous a pas été possible d'utiliser les sondages ballons, réalisés aux deux centres météorologiques de Trappes (Paris) et Uccle (Bruxelles). Par contre le 23/03/1995 présentait des conditions de ciel clair, stables sur l'ensemble de la région. Les profils de températures et d'humidité relatives, fournies pour ce jour par les deux stations, sont comparés sur la figure 4.4.

#### Comportement du prototype CLIMAT

Les conditions réelles d'utilisation du prototype nous permettent d'étudier son comportement lors des variations de la température ambiante. Nous avons observé lors de l'expérience en laboratoire, dans une enceinte thermostatée, que des variations thermiques de l'ordre de  $10^{\circ}$  n'affecte pas la précision de la mesure. Qu'en est il sur le terrain?

Les variations de la température du détecteur, au cours des deux jours présentées, sont de l'ordre de  $\pm 6^{\circ}\text{C}$ . Une mesure de référence (miroir) est réalisée pour chaque mesure du signal utile. Nous n'observons, dans un premier temps, aucune dérive du signal de référence mesuré par le prototype avec le miroir, et qui révélerait des gradients de température à l'intérieur de la cavité contenant le détecteur. Dans un second temps nous comparons l'évolution de la température de brillance du ciel restituée dans les quatre canaux, pour les deux journées et pour les deux radiomètres (figures 4.5 et 4.6). L'évolution des

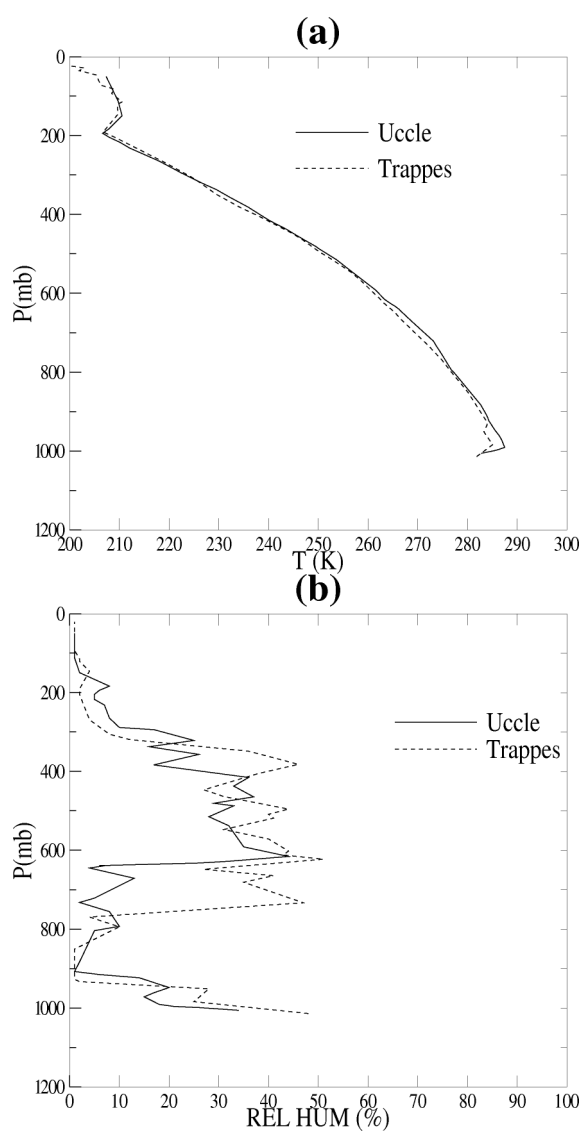


Figure 4.4: Comparaison des profils de température et d'humidité relative, fournis par Uccle et Trappes, mesurés lors des sondages ballons de 23h le 23/03/1995.

températures restituées avec le prototype CLIMAT ne montre pas de variations temporelles singulières. Elle est tout à fait en accord avec l'évolution des températures restituées avec le Barnes PRT–5.

La réalisation systématique de mesures de référence miroir nécessite par ailleurs d'interrompre pendant 1s la mesure utile. A quel point, la réduction de la fréquence de ces mesures de référence diminuera-t-elle la précision sur les mesures? Peut-on fixer arbitrairement cette fréquence ou doit-on surveiller l'évolution de la température du détecteur et réaliser une visée de référence au moment opportun? L'étude de ces questions n'est pas abordée dans ce mémoire, elle sera discutée ultérieurement. Il n'est en outre pas nécessaire de réaliser d'autres mesures en laboratoire ou sur le terrain pour y répondre. Nous pouvons utiliser les mesures déjà effectuées en éliminant une mesure de référence sur deux, une sur trois, etc. . .

### Températures de brillance du ciel restituées

Nous présentons sur la figure 4.5 les résultats obtenus le 10/03/95 de jour, et sur la figure 4.6 le 23/03/1995 de nuit. Nous constatons que l'évolution de la température du ciel est vue de la même façon dans tous les canaux. En particulier, le comportement du canal large de CLIMAT s'accorde parfaitement avec celui du Barnes. Les températures restituées dans le canal spectral du Barnes par les mesures ou par le calcul sont en outre toujours supérieures aux températures restituées dans le canal 1 de CLIMAT. L'écart s'explique par la contribution du gaz carbonique entre 14 et 16  $\mu\text{m}$  prise en compte dans le canal spectral du Barnes et pas dans le canal 1 de CLIMAT (figure 4.2).

Nous avons reporté, pour la journée du 10/03/1995, le résultat de la simulation avec le code Lowtran–7 pour le modèle standard *US1976* ( $\square$  sur la figure 4.5). Le 10/03/1995 ne présentait pas des conditions de ciel clair idéales. La présence de cirrus dans le ciel au moment des mesures explique les températures plus élevées mesurées dans les différents canaux des radiomètres Barnes et CLIMAT. Elle explique en outre les écarts entre les températures mesurées et les températures calculées par le code Lowtran–7 avec le modèle standard *US1976*.

Nous avons aussi reporté, pour la journée du 23/03/1995, les résultats des simulations avec le code Lowtran–7 pour les profils mesurés à Uccle et Trappes (Symboles pleins et vides) et pour le modèle standard *Midlatitude Winter* (symbole  $\times$ ). La température du ciel dans le canal 3, dans la région du

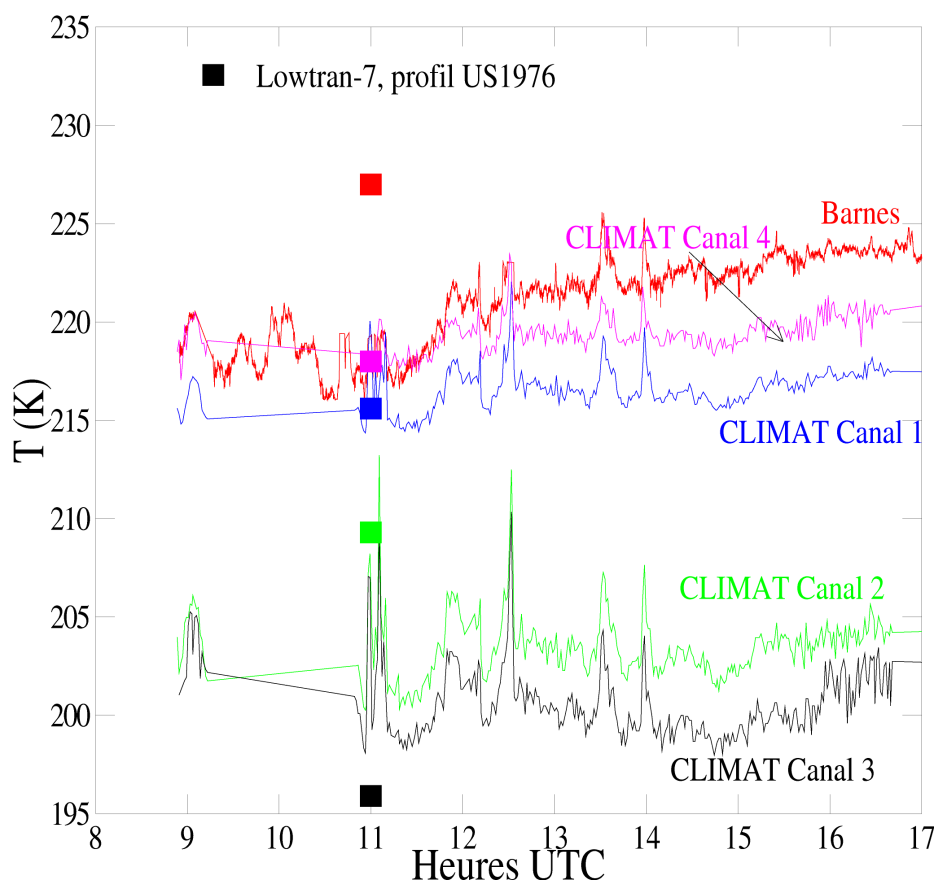


Figure 4.5: Températures de ciel clair mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT le 10/03/1995. Nous avons reporté les résultats du calcul avec le Lowtran-7 en utilisant le modèle standard US1976.

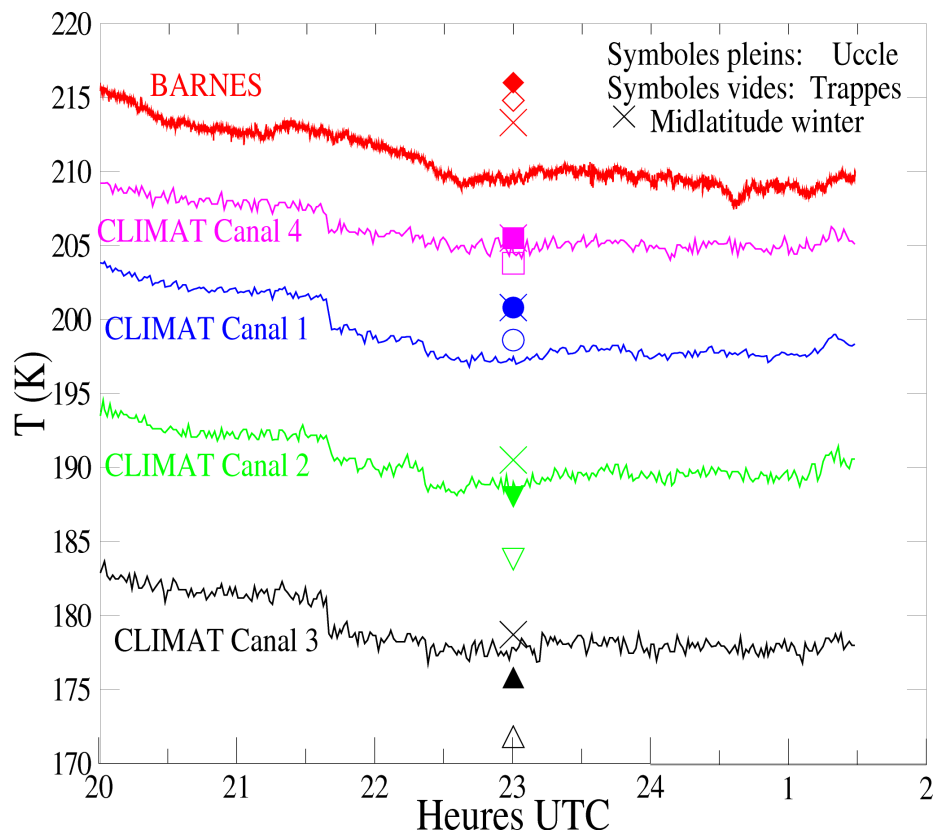


Figure 4.6: Températures de ciel clair mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT le 23/03/1995. Nous avons aussi reporté les résultats du calcul avec le Lowtran–7 en utilisant les profils atmosphériques d' Uccle et de Trappes, et le modèle standard Midlatitude Winter.



spectre où l'absorption par la vapeur d'eau est faible, est plus basse que dans les autres canaux. Les températures élevées, mesurées et calculées dans le canal 4, sont dues à une absorption par la vapeur d'eau plus importante que dans les autres canaux du radiomètre CLIMAT.

## 4.2 Campagne aéroportée - 28 Juin 1995.

L'objectif principal de cette campagne de mesures est d'éprouver le radiomètre en version aéroportée. Le prototype CLIMAT n'a pas été modifié pour s'adapter aux impératifs de telles mesures. En particulier, le champ de  $10^\circ$  et le temps d'intégration de la mesure d'une seconde ont été conservés. La qualification instrumentale pour ce type de mesures devra être réalisée ultérieurement sur un prototype à champ étroit pour lequel la durée d'intégration de la mesure sera plus courte (0.1s).

### 4.2.1 Température de brillance de la mer mesurée par CLIMAT.

Le comportement du Barnes au cours de mesures aéroportées est bien connu ([Saunders, 1967], [Saunders, 1970], [Saunders et al., 1990]). Les radiomètres CLIMAT et Barnes ont été installés à bord d'un avion de type Piper (figure 4.7) afin de comparer le comportement de CLIMAT par rapport à celui du Barnes. Une ouverture a été spécialement pratiquée dans la fuselage de l'avion et un support a été fabriqué pour fixer les radiomètres au fuselage en limitant les vibrations. Nous n'avons pas pris de précautions particulières pour limiter les turbulences entre le fuselage et les radiomètres. Deux PC ont été embarqués pour réaliser la commande et l'acquisition des mesures.

Celles-ci ont été réalisées, le 28 Juin 1995, au-dessus de la Manche entre Calais (5.57N, 1.52E) et Dieppe (49.55N, 1.5E) à deux altitudes (600 m et 750 m). La visibilité était insuffisante pour voler plus bas avec ce type d'avion. Le chemin suivi est représenté sur la carte de la figure 4.8. Quatre aller et retour ont été effectués entre 11 heures et 18 heures. Les mesures obtenues avec le Barnes ont été convoluées en raison de son acquisition plus rapide et de son champ plus étroit (figure 4.9), en prenant en compte l'altitude, et la vitesse horizontale de l'avion, données pour chaque axe dans le tableau 4.3.  $Z_A$  est l'altitude de l'avion,  $V_{hor}$  sa vitesse horizontale.  $H_d$  et  $H_f$  sont respectivement les heures de début et de fin d'axes. Nous avons aussi indiqué l'option choisie au cours d'un axe, d'effectuer des mesures avec CLIMAT, soit dans le canal large uniquement, soit dans les quatre canaux.

Les températures de brillance de la mer, mesurées par CLIMAT et le Barnes dans le canal large, présentent une évolution identique au cours d'un axe (figures 4.10 (a) et 4.10 (b)). En particulier, une



Figure 4.7: Installation du radiomètre Barnes PRT-5 et du prototype CLIMAT à bord de l'avion (Piper).

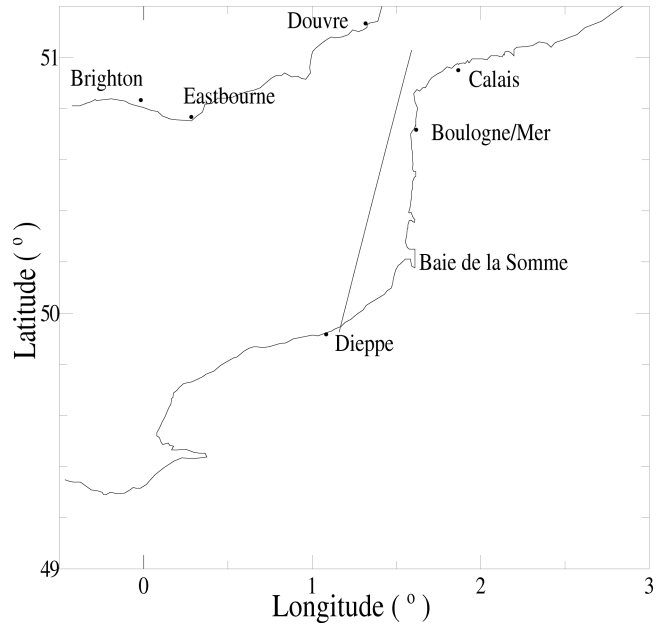


Figure 4.8: Représentation du chemin suivi par l'avion sur une carte.

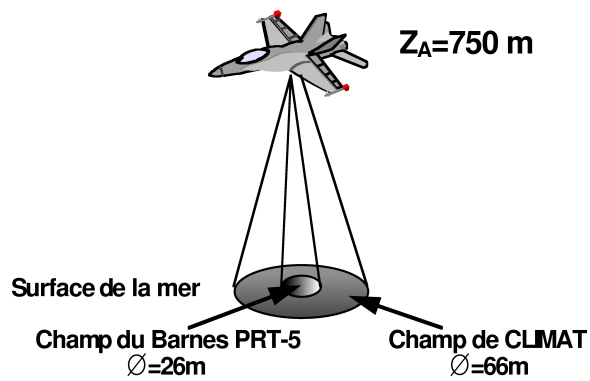


Figure 4.9: Configuration en vol des radiomètres CLIMAT et Barnes

Axe		$Z_A$ m	$V_{hor}$ km/h	$H_d$ UTC	$H_f$ UTC	Option
1	Calais - Dieppe	750	240	10h58	11h27	Canal large
2	Dieppe - Calais	750	200	11h31	12h04	Canal large
3	Calais - Dieppe	600	240	12h09	12h35	Canal large
4	Dieppe - Calais	600	207	12h42	13h07	Canal large
5	Calais - Dieppe	750	222	16h10	16h41	4 canaux
6	Dieppe - Calais	750	190	16h45	17h21	4 canaux
7	Calais - Dieppe	600	255	17h23	17h45	4 canaux
8	Dieppe - Calais	600	214	17h58	18h25	4 canaux

Table 4.3: Configuration de chaque axe entre Calais et Dieppe.  $Z_A$  est l'altitude de l'avion,  $V_{hor}$  est sa vitesse horizontale,  $H_d$  et  $H_f$  sont respectivement l'heure de début et de fin d'axe. La dernière colonne indique l'option choisie, pour CLIMAT, d'utiliser seulement le canal large 8-14 $\mu$ m, ou les quatre canaux.

chute de la température, correspondant au passage au large de la baie de Somme, est observée 20 minutes après le début d'axe à l'aller et 10 minutes après le début d'axe au retour. Une symétrie satisfaisante est à noter entre l'évolution au cours de l'axe aller et l'évolution au cours de l'axe retour.

Pour une visée zénithale, l'émissivité de la surface de la mer peut être considérée égale à 1. L'émission du corps noir est donc une bonne approximation de l'émission de la surface de la mer. Il existe cependant un écart entre les températures mesurées par CLIMAT et par le Barnes d'environ 1 K, en raison de la contribution du gaz carbonique entre 14 et 16  $\mu$ m dans le canal spectral du Barnes.

Les figures 4.10 (c) et 4.10 (d) montrent également que le comportement du prototype CLIMAT dans les autres canaux est cohérent. Nous retrouvons en particulier, dans les trois autres canaux, cette chute de température, au passage de la baie de Somme, et la symétrie de l'évolution au cours de l'axe aller et de l'axe retour. Nous observons encore une différence de température de brillance de l'ordre de 1 K, mesurée dans les différents canaux en raison de l'absorption par l'atmosphère de l'émission de la surface

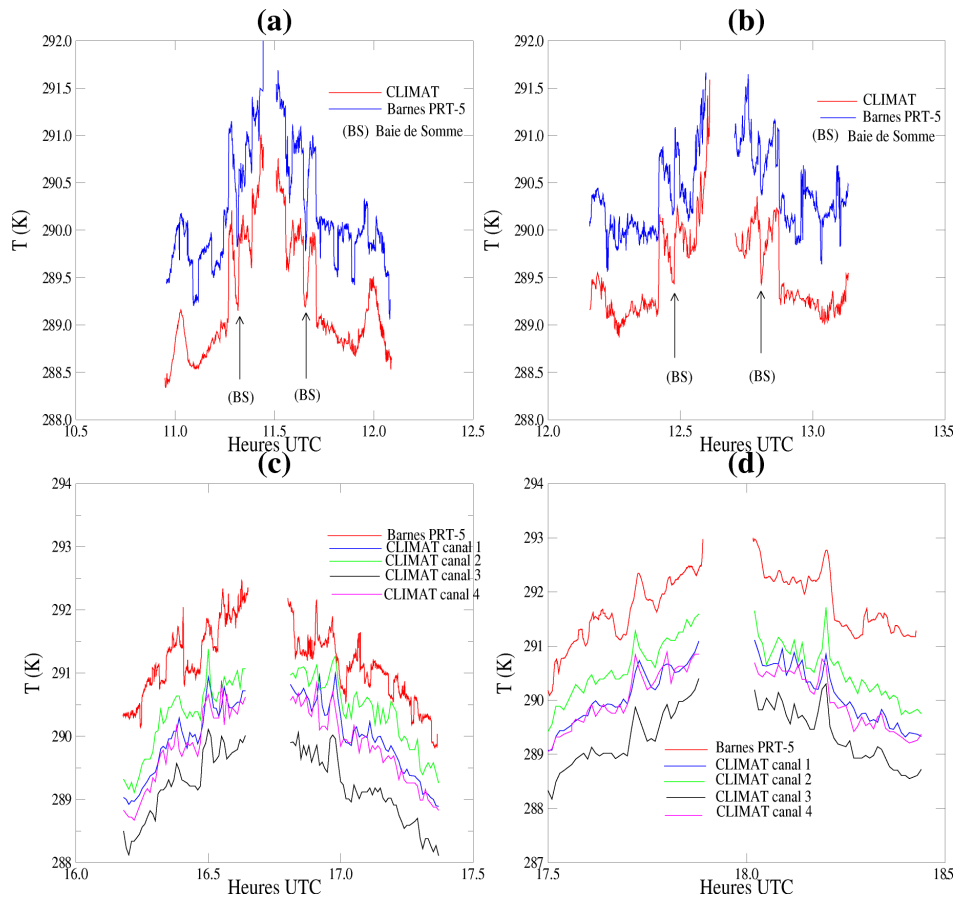


Figure 4.10: Résultats de la campagne de mesures aéroportées. Températures de brillance de la mer mesurées avec les radiomètres Barnes et CLIMAT. Chaque graphe correspond à un aller retour entre Calais et Dieppe, à une altitude donnée: (a): Canal large,  $Z_A = 750m$ , (b): Canal large,  $Z_A = 600m$ , (c): 4 canaux,  $Z_A = 750m$ , (d): 4 canaux,  $Z_A = 600m$ .

et en raison de l'émission propre de l'atmosphère.

La température de la mer peut être plus grande, égale ou plus petite que la température de brillance mesurée, selon que la température de l'atmosphère est plus grande, égale ou plus petite que la température de surface de la mer. Cette prise en compte de l'émission atmosphérique est en général négligée pour une altitude inférieure à 300 m ([Saunders et al., 1990]). Nous n'observons d'ailleurs pas de différence notable entre la température de brillance mesurée à 600m et celle mesurée à 750m. Cette contribution atmosphérique est très gênante, pour l'interprétation des mesures car nous n'avons pas de sondage atmosphérique ballon permettant d'évaluer cette quantité. La température de brillance la plus basse est mesurée dans le canal  $11\mu\text{m}$ , où l'atmosphère est la plus transparente, ce qui impliquerait que la température de surface de la mer soit plus basse que celle de l'atmosphère, ce 28 Juin 1995. Une vérification de la température de brillance de la mer est réalisée dans le paragraphe suivant en utilisant l'imagerie satellitaire AVHRR.

#### 4.2.2 Température de brillance de la mer, mesurée par AVHRR.

Nous avons utilisé les canaux 4 ( $10.3-11.3\ \mu\text{m}$ ) et 5 ( $11.5-12.5\ \mu\text{m}$ ) du capteur satellitaire AVHRR ("Advanced Very High Resolution Radiometer") pour restituer la température de la mer au large de Calais le 26/08/1995. Le satellite NOAA14 est passé au dessus du site à 12h28 cette journée. La méthode dite "split-window" permet de restituer cette température avec une précision de  $\pm 0.5\ \text{K}$ . Les données ont été fournies par P. Leborgne du Centre de Météorologie Spatiale de Lannion. La formule appliquée est donnée ci-après.

$$T_s = 3 * T_4 - 2 * T_5 + 0.5 \quad (4.1)$$

où  $T_4$  et  $T_5$  sont les températures de brillance obtenues respectivement dans les canaux 4 et 5 du radiomètre AVHRR à partir des comptes numériques.

$$T_{4,5} = 0.3 * CN_{4,5} + 250 \quad (4.2)$$

La figure 4.11 présente en fonction de la latitude et de la longitude du site, la température de la mer obtenue à partir des comptes numériques mesurés dans les canaux 4 et 5 du radiomètre AVHRR. L'axe

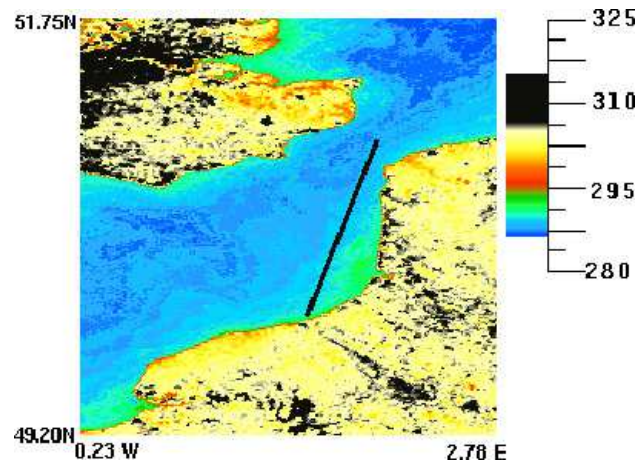


Figure 4.11: *Températures de la mer obtenues à partir des mesures dans les canaux 4 et 5 du capteur AVHRR par application de l'algorithme "split-window". Les données ont été fournies par P. Leborgne du Centre de Météorologie Spatiale de Lannion*

de déplacement de l'avion entre Calais et Dieppe est repéré par la ligne blanche; les températures de brillance satellitaires le long de cet axe sont alors reportées sur la figure 4.12. Nous avons aussi reporté sur cette figure les mesures radiométriques obtenues avec les radiomètres Barnes et CLIMAT pour le vol réalisé entre 16h00 et 17h00 le 28/06/1995. Nous constatons que la température de brillance de la mer restituée par le capteur AVHRR suit la même évolution le long de l'axe de déplacement de l'avion, que celle restituée par les mesures radiométriques. En outre, la température restituée par AVHRR est en accord à 0.5 K près à la température mesurée dans le canal centré sur  $10\mu\text{m}$  de CLIMAT.



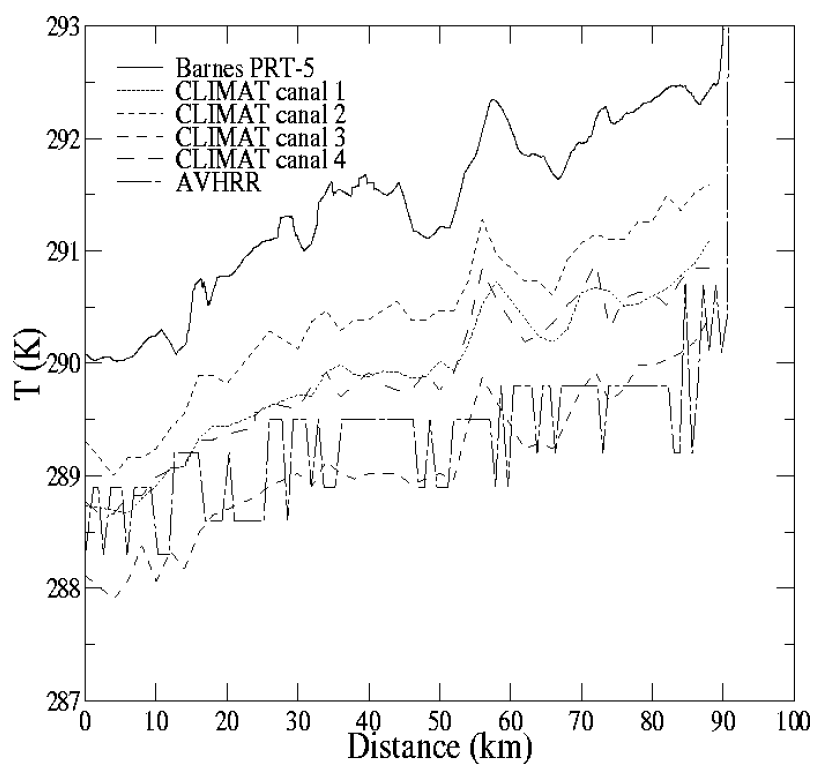


Figure 4.12: *Températures de brillance de la mer le long de l'axe Calais–Dieppe mesurées par les radiomètres Barnes et CLIMAT comparées à la température de la mer restituée par l'algorithme "split–window" appliqué aux données du capteur satellitaire AVHRR.*

# **CONCLUSIONS**



---

Un prototype du radiomètre CLIMAT, multicanal, à champ large ( $10^\circ$ ), a été fabriqué par la société CIMEL. La qualification du prototype a été réalisée par le LOA après les études préliminaires sur une maquette avec un champ de  $4^\circ$ . Cette qualification a consisté à s'assurer du respect des spécifications du cahier des charges.

Nous avons évalué en particulier le bruit radiométrique dans les différents canaux spectraux du prototype et vérifié que la précision radiométrique dans le canal large et dans les canaux étroit ( $\Delta\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) est meilleure que 0.05 K. Nous avons en outre vérifié au cours d'une première expérience en laboratoire que le champ est bien défini entre  $-5$  et  $5^\circ$ . Une seconde expérience en laboratoire nous a permis d'éprouver le prototype en condition de stabilité et de déséquilibre thermique: nous avons montré, outre le bon comportement du prototype, la restitution de la température du corps noir avec une précision de 0.05 K dans les quatre canaux du prototype. Cette expérience montre alors que le détecteur non thermostaté permet d'atteindre une précision meilleure que les autres instruments sur le marché. L'autonomie énergétique, la portabilité et la souplesse d'utilisation du prototype ont été démontrées pendant ces expériences en laboratoire et au cours de plusieurs expériences sur le terrain.

La sensibilité radiométrique du prototype dans les différents canaux a été évaluée après avoir défini une procédure d'étalonnage et après avoir caractérisé les transmittances spectrales du prototype. Les sensibilités différentes obtenues dans les quatre canaux mettent en évidence la connaissance insuffisante de ces transmittances. Les fonctions filtres qui ont été mesurées avec trois spectromètres différents, sont correctement définies au contraire de la transmittance des lentilles fournies par le constructeur et que nous avons pu vérifier uniquement à  $10.6 \mu\text{m}$ . Cependant ces fonctions filtres n'ont pas été mesurées sur le jeu de filtres interférentiels montés sur le prototype mais sur un jeu fabriqué et traité au même moment et de la même façon. Il serait souhaitable pour les futurs instruments, d'une part de mesurer la transmittance des filtres interférentiels qui seront montés sur le radiomètre et d'autre part de faire fabriquer, en même temps que les lentilles, des lames à faces parallèles dans le même matériau et traitées de la même façon. Un moyen de mesurer directement la transmittance spectrale du prototype dans chaque canal est encore d'utiliser une source monochromatique d'un spectromètre et d'utiliser le prototype comme détecteur. Cette technique permettrait en outre de suivre l'évolution de la transmittance spectrale au cours du temps,

que nous n'avons pas traitée dans ce mémoire.

Deux expériences, décrites dans ce mémoire, dans les conditions réelles d'utilisation ont montré un comportement très satisfaisant du prototype CLIMAT. En particulier, aucunes dérives résultant de la variation de la température ambiante n'ont été observées. Son acquisition automatique, son autonomie énergétique et sa portabilité lui confère en outre davantage de souplesse d'utilisation que le Barnes PRT-5. La première a permis de valider le prototype pour des mesures de température de brillance du ciel. Nous avons montré tout d'abord, l'évolution comparable des températures restituées avec le Barnes et de celles restituées avec le prototype CLIMAT. Nous avons ensuite utilisé un code radiatif pour calculer la température de brillance du ciel en utilisant des profils PTU standard ou mesurés par sondage ballon. Nous avons montré que les températures restituées avec le radiomètre sont encadrées par celles calculées avec le code pour des profils atmosphériques extrêmes (froid, sec et chaud, humide). Cependant, les profils obtenus par radiosondage sur des sites éloignés de celui où les mesures étaient effectuées, ne nous ont pas permis de réaliser des comparaisons plus précises. Les différences entre les températures restituées dans les quatre canaux spectraux révèlent une absorption et une émission différentes par les constituants atmosphériques (essentiellement le gaz carbonique et la vapeur d'eau). [Grassl et al., 1973] a montré en particulier, grâce aux mesures multispectrales dans l'infrarouge, la possibilité de séparer la contribution de plusieurs types d'absorption: l'absorption par la vapeur de type e-dimer, l'absorption par les aérosols, l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau et l'absorption par les raies de la vapeur d'eau. La seconde expérience a permis d'éprouver le comportement du prototype lors d'une campagne aéroportée au-dessus de la Manche. Bien que les caractéristiques du prototype ne soient pas adaptées aux mesures de ce type (temps de mesure long, champ large) et sans prendre de précautions particulières pour s'affranchir des turbulences, nous avons montré que les températures de la mer restituées dans les quatre canaux sont en accord avec les températures mesurées par le capteur satellitaire AVHRR.

D'autres développements et d'autres applications pour le radiomètre sont envisagés. Deux aménagements importants ne sont pas évoqués dans ce mémoire mais sont en cours de réalisation: un corps noir interne permettant de réaliser une mesure de référence à la demande après une série de mesures et une version à

champ étroit du radiomètre ( $3^\circ$ ), permettant de réaliser des mesures de cibles hétérogènes et des mesures aéroportées.

Après la phase de qualification, plusieurs prototypes ont été utilisés au cours d'une campagne de mesures qui a eu lieu en Juillet 1995 sur le site de La Crau (Sud de la France) dans la cadre du projet de développement du capteur satellitaire IRSUTE<sup>1</sup>. Différents capteurs aéroportés ont été utilisés (AVIRIS<sup>2</sup>, SAFIR) pour les études préliminaires aux mesures satellitaires et les mesures ont été accompagnées de sondages météorologiques réalisées sur le site.

Le prototype qui concerne ce mémoire a été utilisé par le LOA pour donner les températures de brillance du ciel. Un second prototype a été utilisé par l'INRA Avignon pour mesurer la température et l'émissivité des sols sur le site. Deux autres prototypes ont enfin été utilisés par le CETP pour mesurer, sous deux angles de visée (zenith et  $50^\circ$ ), la température d'un champ de luzerne.

Par ailleurs, le développement d'un radiomètre multicanal en infrarouge thermique intéresse particulièrement la météorologie et les Ponts et Chaussées pour l'étude et le suivi de la température des chaussées en prévision des risques de verglas. Cette étude nécessite un instrument robuste, portable et automatique. Les qualités du radiomètre CLIMAT sont donc tout à fait adaptées à ce type de mesure.

---

<sup>1</sup>Infra Red Satellite Unit for Terrestrial Environment

<sup>2</sup>Airborne Visible Infrared Imaging Spectrometer



# **ANNEXES**





# Annexes A

## Grandeurs radiatives.

### A.1 Définitions

#### - Energie radiative

L'énergie transportée par une onde électromagnétique et matérialisées par les photons associés est appelée *énergie radiative*, notée  $Q$ , et s'exprime en joules ( $J$ ).

#### - Flux radiatif

L'énergie totale émise, reçue ou transportée par unité de temps est une puissance appelée *flux radiatif*, notée  $\Phi$ , et s'exprime en watts ( $W$ ).

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (\text{A.1})$$

#### - Densité de flux radiatif

Le flux d'énergie traversant un élément de surface unité est appelé *densité de flux radiatif*, notée  $F$  (en  $W\ m^{-2}$ )

$$F = \frac{d\Phi}{dS} \quad (\text{A.2})$$

La densité de flux radiatif est appelée *irradiance*  $E$  quand le flux est reçu sur une surface et est appelée *exitance*  $M$  lorsqu'il est émis par une source.

#### - Luminance

La densité de flux radiatif transportée dans un angle solide élémentaire  $d\omega$  selon une direction d'incidence  $\theta$  par rapport à la surface  $dS$ , permet de définir la *luminance*, notée  $L$  (en  $Wm^{-2}sr^{-1}$ ).

$$L = \frac{dF}{d\omega dS} \quad (A.3)$$

Inversement, la densité de flux radiatif s'exprime comme l'intégrale double sur l'angle solide  $\Omega$  de la luminance:

$$F = \int \int_{\Omega} L(\theta) \cos\theta d\omega, \quad (A.4)$$

Lorsque le rayonnement est émis dans toutes les directions d'un demi-espace ( $\Omega = 2\pi$ ),  $F$  est appelé densité de flux hémisphérique.

#### - Luminance monochromatique

La luminance dans un intervalle élémentaire de longueur d'onde  $d\lambda$  est appelée *luminance monochromatique ou densité spectrale de luminance*, notée  $L_{\lambda}$  (en  $Wm^{-3}sr^{-1}$ ).

$$L_{\lambda} = \frac{dL}{d\lambda} \quad (A.5)$$

#### - Luminance instrumentale

La luminance mesurée par un radiomètre est la luminance monochromatique, émise par une cible, intégrée spectralement:

$$L_i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda} * \tau(\lambda) * d\lambda \quad (A.6)$$

où  $\tau(\lambda)$  est la transmittance spectrale de l'optique du radiomètre.

## A.2 Emission du corps noir

Une cavité est en équilibre thermodynamique à la température  $T$ , quand il n'existe aucune différence de température à l'intérieur. Le rayonnement se propageant à l'intérieur d'une telle cavité, est:

- isotrope et non polarisé,

- indépendant de la direction de propagation,
- indépendant de la nature et de la dimension des parois de la cavité,
- fonction seulement de la température T.

Ce rayonnement est appelé émission du corps noir et peut être caractérisé par sa luminance monochromatique (ou densité spectrale de luminance):  $L_\lambda^B(T)$ .

#### - Loi de Kirchhoff

Un corps en équilibre thermodynamique à T, émet une luminance monochromatique  $L_\lambda(T)$ . Placé dans une cavité noire, en équilibre thermodynamique à T, il absorbe une fraction  $\alpha_\lambda$  du flux énergétique  $\Phi_\lambda$  et réfléchit ainsi une fraction  $(1 - \alpha_\lambda)$ . Il émet aussi sa propre luminance  $L_\lambda(T)$

En présence du corps à l'intérieur de la cavité, la luminance monochromatique est égale à la luminance sans le corps soit:

$$L_\lambda(T) = (1 - \alpha_\lambda) L_\lambda^B(T) + L_\lambda(T) \quad (\text{A.7})$$

Nous en déduisons la relation:

$$L_\lambda(T) = \alpha_\lambda L_\lambda^B(T) \quad 0 \leq \alpha_\lambda \leq 1 \quad (\text{A.8})$$

La luminance monochromatique, émise par un corps quelconque, est donc plus faible que celle émise par un corps noir. La fraction  $\alpha_\lambda$  du rayonnement émis est aussi appelée *émissivité* et notée  $\epsilon_\lambda$ . Elle peut dépendre, outre la longueur d'onde, de la température du corps et de la direction d'émission  $\theta$ .

Nous introduirons souvent une température équivalente de corps noir ou température de brillance, notée  $T_e$  en écrivant:

$$L_\lambda(T) = L_\lambda^B(T_e) \quad (\text{A.9})$$

### - Loi de Stefan-Boltzmann

La loi Stefan-Boltzmann est généralement écrite pour un corps noir, et relie son excitance à la température:

$$M^B = \sigma T^4 \quad (\text{A.10})$$

où  $\sigma$  est la *constante de Stefan-Boltzmann* qui vaut  $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

### - Loi de Planck

La loi de Planck établit la distribution spectrale de l'excitance spectrale du corps noir:

$$M(\lambda) = \frac{c_1}{\lambda^5 \left[ e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right]} \quad (\text{A.11})$$

où  $c_1 = 2\pi hc^2 = 3.74 \cdot 10^{-16} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  et  $c_2 = hc/k = 1.438 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière dans le vide,  $k$  la constante de Boltzmann et  $h$  la constante de Planck.

$M(\lambda)$  est la *fonction de Planck* relié à la luminance monochromatique du corps noir par:

$$L_\lambda(T) = \frac{M(\lambda)}{\pi} \quad (\text{A.12})$$

Il est possible de travailler avec les variables fréquence  $\nu$  ( $=c/\lambda$ , Hz) ou nombre d'onde  $\bar{\nu}$  ( $=1/\lambda$ ,  $\text{cm}^{-1}$ ) en utilisant les relations:

$$dL = L_\lambda d\lambda = L_\nu d\nu = L_{\bar{\nu}} d\bar{\nu}, \quad (\text{A.13})$$

où  $dL$  est la luminance dans l'intervalle spectral élémentaire défini par  $d\lambda$ ,  $d\nu$  ou  $d\bar{\nu}$ . Nous obtenons respectivement pour les variables  $\nu$  et  $\bar{\nu}$ :

$$L_\nu^B = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left[ e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]} \quad (\text{A.14})$$

$$L_{\bar{\nu}}^B = \frac{2hc^2\bar{\nu}^3}{\left[ e^{\frac{hc\bar{\nu}}{kT}} - 1 \right]}. \quad (\text{A.15})$$

En intégrant la luminance du corps noir sur tout le spectre:

$$L^B = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^B d\lambda , \quad (\text{A.16})$$

nous obtenons une expression de la constante de Stefan-Boltzmann en fonction de k, c et h:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (\text{A.17})$$



## Annexes B

# Etudes des principaux détecteurs thermiques disponibles sur le marché.

Cette étude a été réalisée en Juillet 1992 dans le cadre d'une convention de stage avec la société CIMEL.

Nous avons dans un premier temps comparé les caractéristiques essentielles de plusieurs détecteurs thermiques de type pyroélectrique et de type thermopile (tableau **B.1**).

Nous constatons que les détecteurs pyroélectriques sont beaucoup plus sensibles que les thermopiles. Nous observons en particulier figure **B.1** un rapport signal/bruit exprimé en NEDT plus faible pour le détecteur pyroélectrique Eltec 404VM que pour la thermopile DEXTER.

Cependant, la sensibilité du détecteur pyroélectrique est maximale pour une fréquence de modulation donnée et décroît fortement quand la fréquence de modulation augmente (figure **B.2**). L'utilisation d'un détecteur pyroélectrique nécessite donc de moduler le signal à une fréquence où sa sensibilité est maximale et cette fréquence de modulation doit être stable. En outre, au contraire de la thermopile, le détecteur pyroélectrique ne permet pas de travailler en flux continu (fréquence de modulation nulle) en raison de son principe de fonctionnement (paragraphe **2.2.6**).

Dans un second temps, nous avons étudié les variations du NEDT des différentes thermopiles avec la longueur d'onde. La figure **B.3** présente le NEDT de la thermopile DEXTER CLIMAT en fonction



NOM	TYPE	NEP*10 <sup>-10</sup> W <sup>-1</sup> Hz <sup>-1/2</sup>	SURFACE mm <sup>2</sup>	D* * 10 <sup>8</sup> cm W <sup>-1</sup> Hz <sup>1/2</sup>	$\tau$ ms
Heimann LHi 807	Pyroélectrique	7.1	1.5x1.5	2.1	?
Heimann LHi 807TC	Pyroélectrique	9	3x1.5	1.7	?
Heimann TPS 408	Thermopile	10	0.3	5.4	60
Dexter Model 1M	Thermopile	8.86	0.785	1.0	32
<u>Dexter CLIMAT</u>	<u>Thermopile</u>	<u>2.6</u>	<u>0.36</u>	<u>2.3</u>	<u>12</u>
Eltec 404VM	Pyroélectrique	4.4	3.14	4.0	?
Eltec 40623	Pyroélectrique	20	3.14	1.25	?
Hamamatsu P378203	Pyroélectrique	8.86	3.14	2.0	100
Hamamatsu P261303	Pyroélectrique	8.86	3.14	2.0	100
Molelectron P1-71	Pyroélectrique	4.18	1.57	3.0	160
Molelectron P1-73	Pyroélectrique	9.84	7.06	2.7	160
Barnes DTGS 300-7	Pyroélectrique	10	3x3	3.0	?
Barnes ETAT	Thermopile	7.7	1x1	1.3	80
Sentel S 1211	Pyroélectrique	7	2.7x0.9	2	?
Sentel TP2111	Thermopile	3.3	1	3	30

Table B.1: Caractéristiques de quelques détecteurs thermiques de type thermopile ou pyroélectrique, commercialisés en France. Certaines caractéristiques ne sont pas toujours spécifiées dans la documentation, nous avons dans ce cas utilisé le sigle ?. Les spécifications soulignées sont celles du détecteur utilisé sur le prototype CLIMAT.

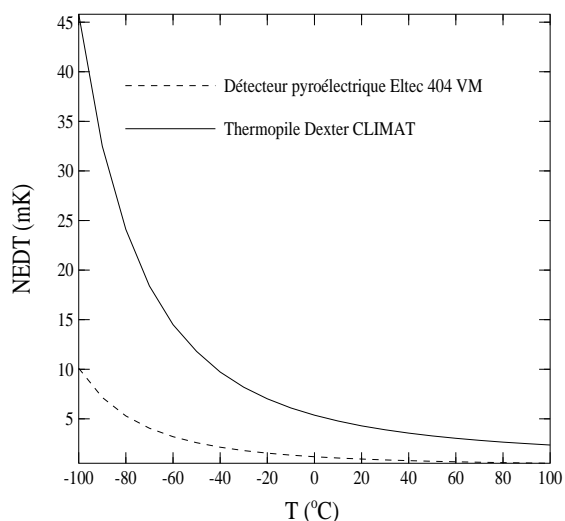


Figure B.1: Comparaison du NEDT de la thermopile du radiomètre CLIMAT et d'un pyroélectrique fabriqué par la société ELTEC, pour un intervalle spectral de  $1 \mu\text{m}$  de largeur centré sur  $10 \mu\text{m}$ , dans lequel l'optique a une transmittance égale à 1 et, pour un champ de 1 millistéradian.

de la température pour les longueurs d'onde comprises entre 7 et 14 microns. La thermopile DEXTER CLIMAT a montré des qualités supérieures aux autres thermopiles. Nous constatons que le rapport signal/bruit est plus faible à  $14 \mu\text{m}$  qu'à  $7 \mu\text{m}$ , pour les faibles températures ( $< -20^\circ\text{C}$ ) alors qu'il est plus faible à  $7 \mu\text{m}$  qu'à  $14 \mu\text{m}$ , pour les fortes températures ( $> -20^\circ\text{C}$ ).

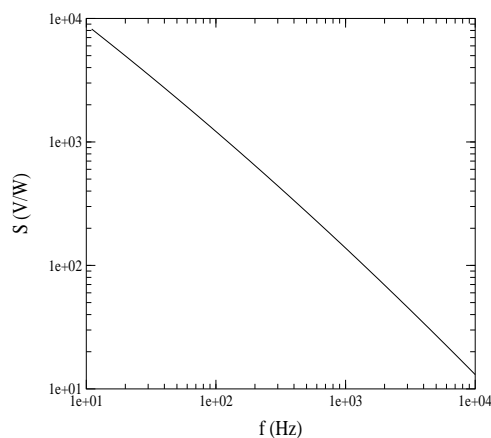


Figure B.2: Variations de la sensibilité d'un détecteur pyroélectrique ( $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ ) au sulfate de glycolle, avec la fréquence de modulation ([Desvignes, 1987]).

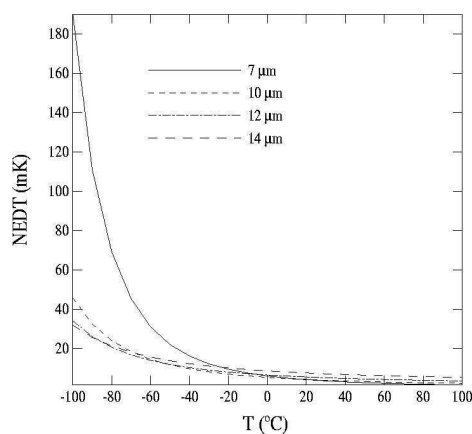


Figure B.3: NETD de la thermopile Dexter CLIMAT en fonction de la température et de la longueur d'onde, pour un intervalle spectral de  $1 \text{ }\mu\text{m}$  de largeur, dans lequel l'optique a une transmittance égale à 1 et, pour un champ de 1 millistéradian.

## Annexes C

# Equations de base constituant le programme de tracé de rayons.

Les équations utilisées dans le programme sont extraites de [Gaussorgues, 1989]. Pour caractériser l'optique du système, Nous étudions la propagation de deux rayons particuliers (figure C.1):

- le rayon d'ouverture marginal issu de A et,
- le rayon de champ principal issu de B.

Connaissant l'angle  $\alpha$ , l'angle de champ  $\theta$ , le rayon de courbure R du dioptre, et la distance x de l'objet, il s'agit de déterminer l'angle d'ouverture image  $\alpha'$  et l'angle de champ image  $\theta'$ . Il sera alors possible de déterminer la position de l'image x' et la position du point focal p'.

La loi de Snell-Descartes nous donne:

$$\sin i' = \frac{n}{n'} \sin i \quad \sin j' = \frac{n}{n'} \sin j \quad (\text{C.1})$$

### Calcul dans le cas général.

Les différents triangles rectangles définis sur la figure C.1 nous permettent d'écrire:

$$\sin i = \frac{R-x}{R} \sin \alpha \quad \sin j = \frac{R-p}{R} \sin \theta \quad (\text{C.2})$$

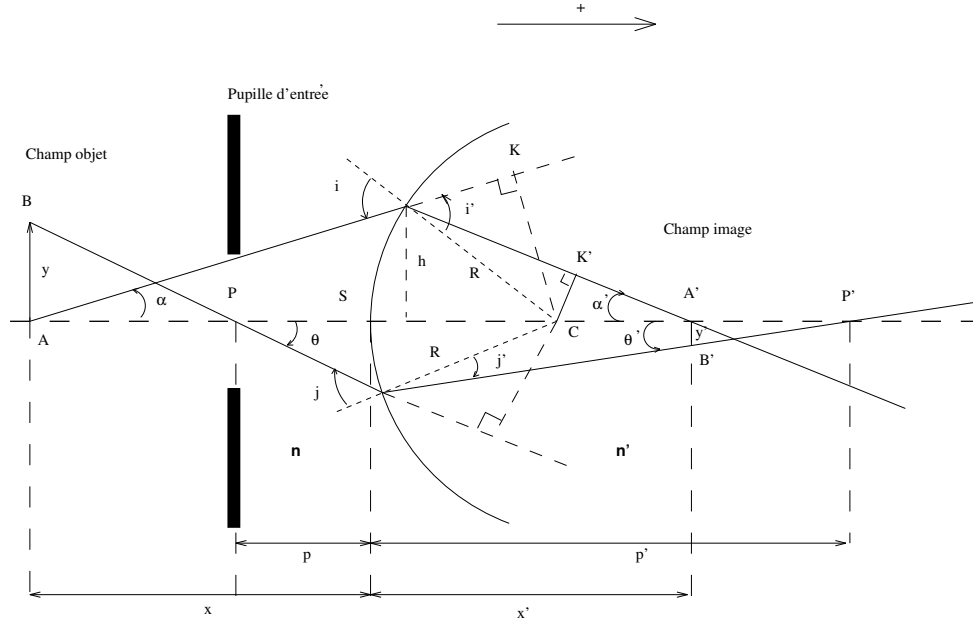


Figure C.1: Schéma décrivant la propagation des ondes d'un milieu  $n$  à un milieu  $n'$  séparé par un dioptre

$$\alpha' = \alpha + i' - i \quad \theta' = \theta + j' - j \quad (C.3)$$

$$x' = R \left( 1 - \frac{\sin i'}{\sin \alpha'} \right) \quad p' = R \left( 1 - \frac{\sin j'}{\sin \theta'} \right) \quad (C.4)$$

Pour un système optique comportant  $n$  dioptres, nous pouvons écrire pour le dioptre  $k$ :

$$\sin i_k = \frac{R_k - x_k}{R_k} \sin \alpha_k \quad \sin j_k = \frac{R_k - p_k}{R_k} \sin \theta_k \quad (C.5)$$

$$\sin i'_k = \frac{n_k}{n'_k} \sin i_k \quad \sin j'_k = \frac{n_k}{n'_k} \sin j_k \quad (C.6)$$

$$\alpha'_k = \alpha_k + i'_k - i_k \quad \theta'_k = \theta_k + j'_k - j_k \quad (C.7)$$

$$x'_k = R_k \left( 1 - \frac{\sin i'_k}{\sin \alpha'_k} \right) \quad p'_k = R_k \left( 1 - \frac{\sin j'_k}{\sin \theta'_k} \right) \quad (\text{C.8})$$

avec les relations de passage entre le dioptre k et k+1:

$$n_{k+1} = n'_k \quad (\text{C.9})$$

$$x_{k+1} = x'_k - e_k \quad p_{k+1} = p'_k - e_k \quad (\text{C.10})$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha'_k \quad \theta_{k+1} = \theta'_k \quad (\text{C.11})$$

où  $e_k$  est la distance entre le dioptre k et le dioptre k+1.

### Calcul dans les conditions de Gauss.

L'approximation de Gauss suppose que le système optique a une ouverture faible. Ainsi, tous les angles sont petits et on estime approximativement le sinus de l'angle par sa valeur.

Les équations précédentes se simplifient et nous obtenons:

$$x'_{k0} = \frac{n'_k x_{k0} R_k}{n_k R_k + x_{k0} (n'_k - n_k)} \quad p'_{k0} = \frac{n'_k p_{k0} R_k}{n_k R_k + p_{k0} (n'_k - n_k)} \quad (\text{C.12})$$

avec les mêmes relations de passage C.9, l'indice 0 indiquant l'hypothèse de Gauss.



## Annexes D

### Etalonnage des capteurs de température.

Une sonde de température est un élément fabriqué dans un ou plusieurs matériaux sensibles aux variations de température de l'environnement.

La mesure de la température est réalisée par contact thermique entre la sonde et l'environnement. Nous utilisons deux sondes, l'une collée au plus près du détecteur et, l'autre collée dans le fond d'un corps noir, utilisées pour l'étalonnage du radiomètre.

#### Description d'une sonde en platine.

Nous avons utilisé des thermosondes au platine, dont la résistance varie avec la température. La figure **D.1** montre la grille de platine, collée sur un support plastique, reliée à quatre fils électriques permettant la mesure de la résistance. La relation entre la température  $\theta$  en degrés Celcius et la résistance  $R$  est définie par:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \alpha(\theta - \theta_0) + \beta(\theta - \theta_0)^2] \quad (\text{D.1})$$

où  $\alpha = 3.908\text{E-}03 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $\beta = -5.802\text{E-}07 \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$  sont des paramètres résultants des propriétés thermiques du platine.  $R_0$  est la résistance à  $\theta_0=0^\circ\text{C}$ , proche de  $100 \Omega$ .



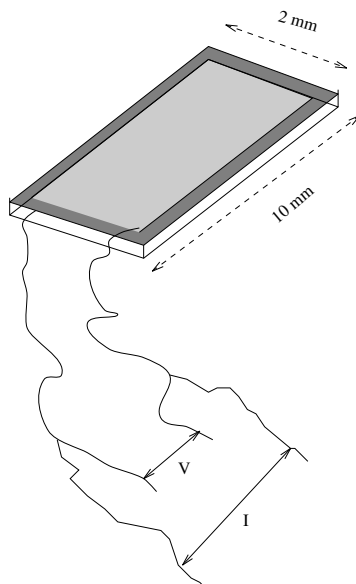


Figure D.1: Schéma d'une sonde en platine.

Les sondes en platine sont triées selon la valeur de  $R_0$  par le constructeur qui garantit la norme 1/2 DIN. Cette norme correspond à une précision sur la température de  $\pm 0.15\text{ }^\circ\text{C}$  à  $0^\circ\text{C}$ .

Cette précision n'est cependant pas suffisante pour les mesures de température que nous désirons réaliser. Nous avons alors cherché à déterminer pour chaque sonde la résistance  $R_0$  avec une meilleure précision. L'ordre de grandeur de la résistance de la sonde étant de  $100\ \Omega$ , la résistance des fils n'est pas négligeable. Il est donc nécessaire d'utiliser un montage à quatre fils pour la mesure de la résistance (figure D.2). Deux fils servent à injecter un faible courant ( $3\text{ mA}$ ) dans la résistance et deux autres, soudés au plus près de la sonde, servent à mesurer la tension aux bornes de la résistance.

## Etalonnage des sondes en platine.

Quatre sondes différentes en platine, repérées par leurs références (180T, 1110T, 178T, 1109T), sont plongées dans un mélange eau distillée-glace de rapport  $\frac{1}{3} - \frac{2}{3}$ . L'ensemble est placé dans un vase Dewar,

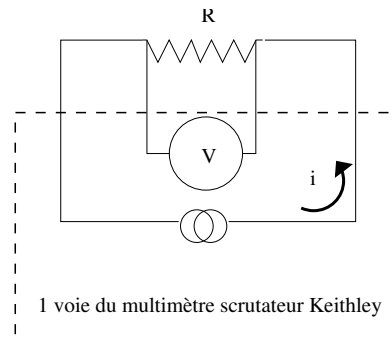


Figure D.2: Schéma de principe de la mesure de résistance avec un montage à 4 fils.

pour limiter les échanges thermiques avec l'extérieur.

Afin d'obtenir une température uniforme, le mélange est agité en permanence, à proximité des sondes. Les résistances sont mesurées par le multimètre scrutateur Keithley, selon la procédure précédente, dite à quatre fils. La température du mélange a été vérifiée avec un thermomètre à mercure dont la précision est de  $\pm 0.005^\circ\text{C}$ .

Les sondes ont été associées par trois. Un enregistrement de 100 mesures d'une durée de 10 minutes a concerné les sondes 180T, 1110T, et 178T (le 05/10/94) et un enregistrement du même type a concerné les sondes 180T, 178T et 1109T (le 10/10/94). Après traitement statistique, les résultats de ces enregistrements sont présentés figure D.4.

Pour les sondes 180T, 1110T et 178T, nous utilisons la valeur moyenne  $\overline{R_0}$  de la résistance obtenue au cours de l'enregistrement du 05/10/94 et pour la sonde 1109T le  $\overline{R_0}$  de l'enregistrement du 10/10/94 (tableau D.1).

La température en degrés Celcius est obtenue à partir de la mesure de la résistance R:

$$\theta = \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta\left(1 - \frac{R}{R_0}\right)}}{2 * \beta} \quad (\text{D.2})$$

La température du mélange est recalculée pour chaque sonde en utilisant la résistance  $\overline{R_0}$ . Nous vérifions ainsi que la température fluctue autour de la valeur moyenne  $0^\circ\text{C}$ . Les écarts types de ces fluctuations

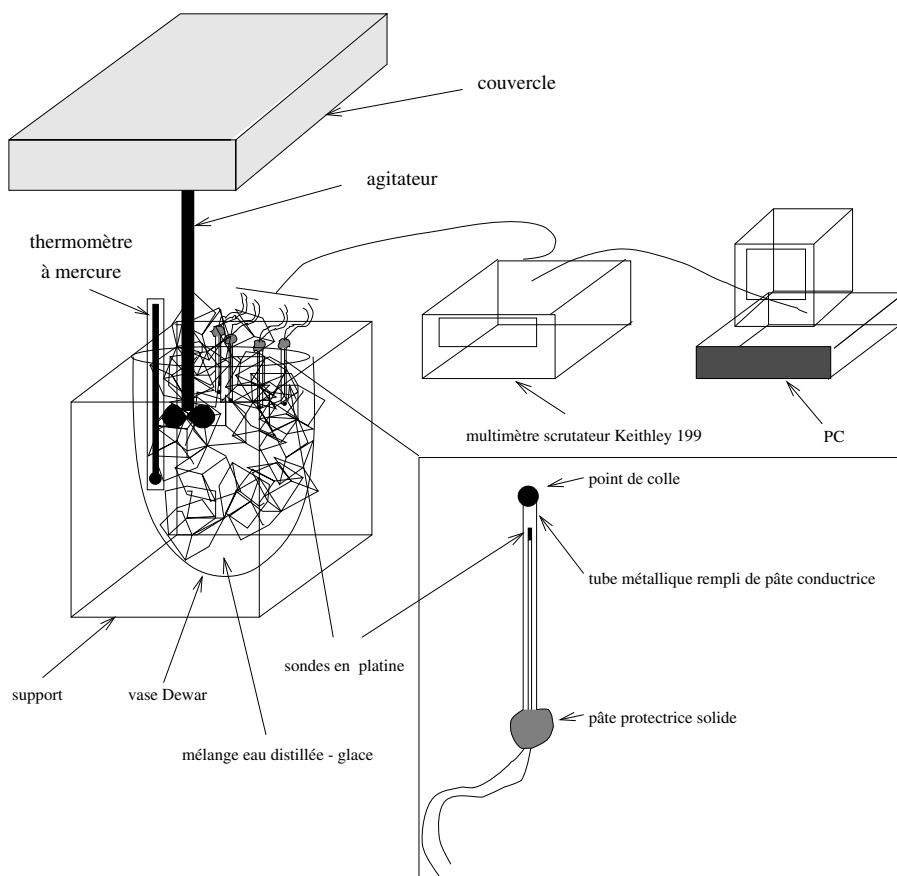


Figure D.3: Description de l'étalonnage des sondes en platine

autour de cette moyenne sont alors calculés pour chaque sonde à partir des enregistrements précédents et sont donnés dans le tableau D.2.

## Conclusions

Il est nécessaire de procéder à l'étalonnage des sondes en platine pour atteindre la précision désirée sur la mesure des températures.

Les sondes fournies par le constructeur sous la norme 1/2 DIN ont une précision de  $\pm 0.15$  °C. Un

Sondes	$\overline{R_0}$ $\Omega$	$\sigma$ $\Omega$
180T	99.9808	0.0090
1110T	99.9737	0.0097
178T	99.9673	0.0086
1109T	99.9177	0.0097

Table D.1: *Etalonnage des sondes en platines: Valeur moyenne  $\overline{R_0}$  de la résistance des sondes à 0° C.*

Sondes	écarts types (°C)
180T	0.023
1110T	0.025
178T	0.022
1109T	0.025

Table D.2: *Ecart types des fluctuations de la température du mélange eau-glace à 0° C.*

étalonnage à 0 °C permet d'atteindre une précision de  $\pm 0.025$  °C.

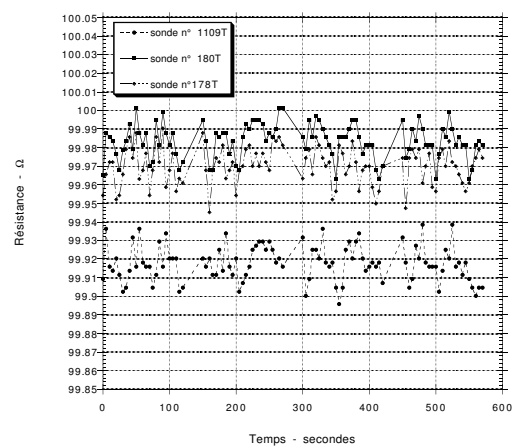
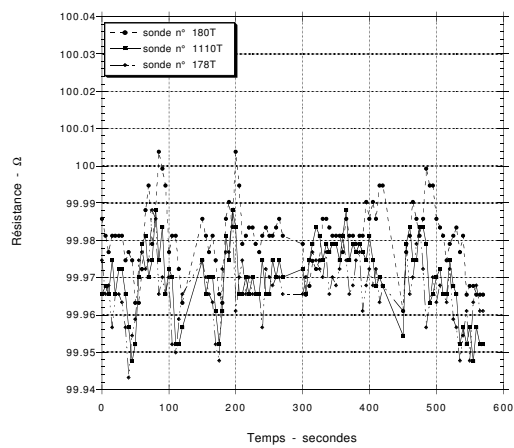


Figure D.4: (a): enregistrements du 05/10/94 et (b): enregistrements du 10/10/94

## Annexes E

# Ajustement de la luminance dans les différents canaux du prototype.

### E.1 Calcul exact

La luminance instrumentale du prototype est calculée numériquement à partir de l'équation A.6 en utilisant la méthode d'intégration dite des trapèzes définie en 3.12. Les luminances calculées dans les quatre canaux du prototype, sont données sur la figure E.1 en fonction de la température d'une cible noire. Plusieurs ajustements ont été successivement essayés:

### E.2 Ajustement en $a * T^b$

La luminance spectrale d'un corps noir intégrée sur tout le spectre est fonction uniquement de sa température, selon la loi de Stefan-Boltzmann en  $T^4$ . Par analogie, l'ajustement de la luminance intégrée sur une partie du spectre, est réalisé par une loi en  $a * T^b$  ([Becker et al., 1990]).

La figure E.2 montre les résultats dans le canal large  $[8,14\mu\text{m}]$  et dans le canal étroit  $[10.5,11.5\mu\text{m}]$  pour le prototype. Nous constatons que l'ajustement est peu précis, surtout pour un domaine de température important et pour un domaine spectral étroit.

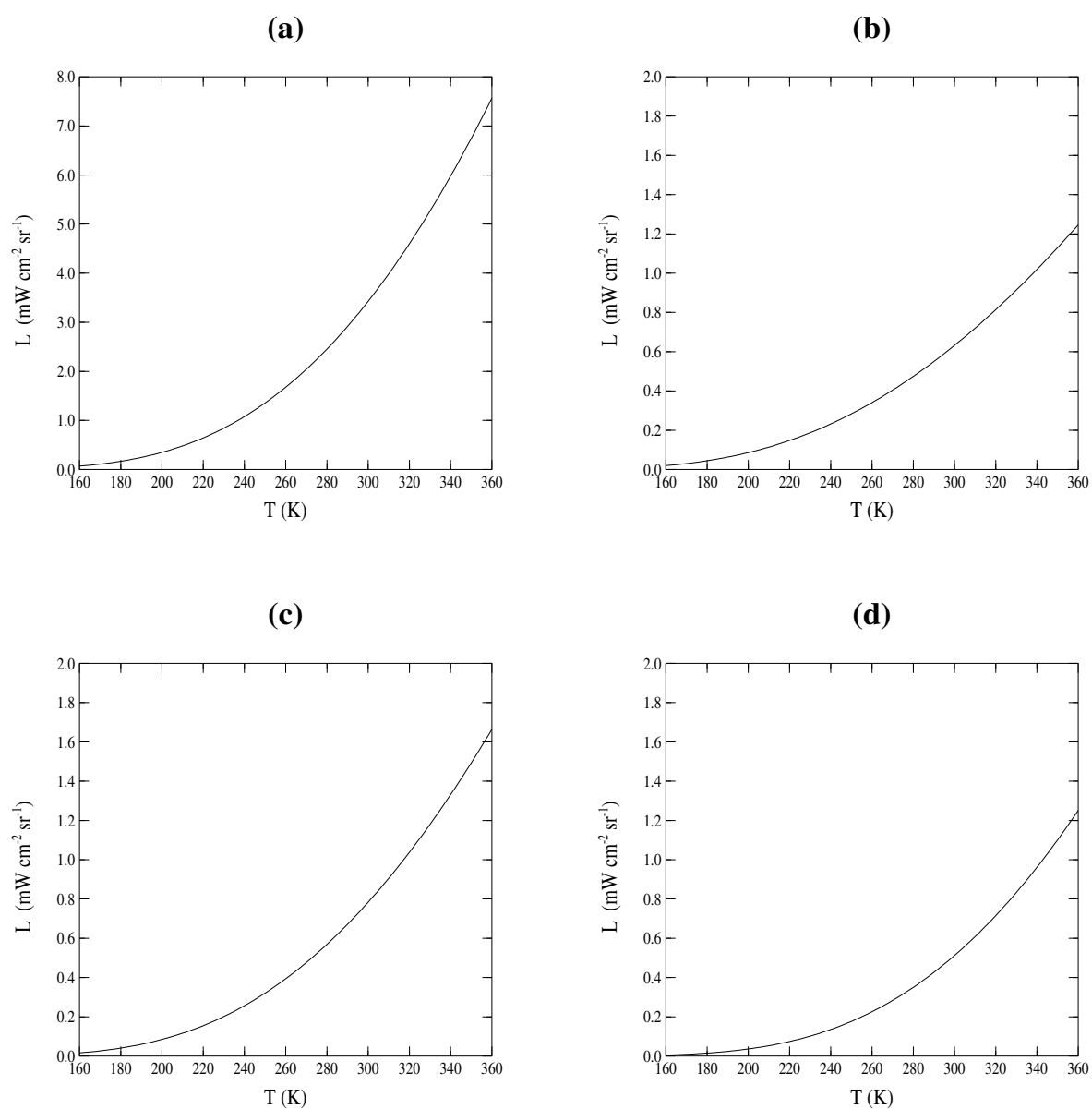


Figure E.1: Luminances de canal de l'instrument calculées avec la méthode des trapèzes dans les quatre canaux en fonction de la température du corps noir cible: (a) Canal 1:  $[8, 14 \mu\text{m}]$ , (b) Canal 2:  $[11.5, 12.5 \mu\text{m}]$ , (c) Canal 3:  $[10.5, 11.5 \mu\text{m}]$ , (d) Canal 4:  $[8.2, 9.2 \mu\text{m}]$ .

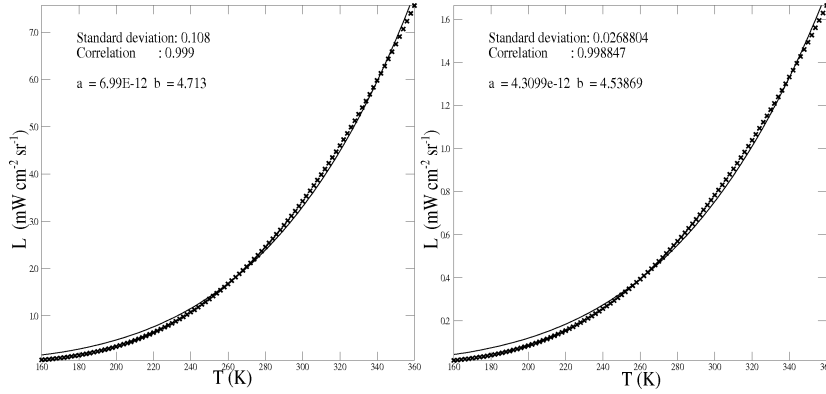


Figure E.2: Comparaison entre les luminances de canal calculées dans les canaux 1 et 3 du prototype et un ajustement en  $a * T^b$ .

### E.3 Ajustement en $a * e^{-b/T}$

La fonction de Planck exprime la luminance monochromatique d'un corps noir en fonction de sa température par les relations A.11 et A.12. Pour une luminance spectrale intégrée sur un domaine limité, on peut s'attendre à ce qu'un ajustement en  $a * e^{-b/T}$  donne des résultats d'autant plus satisfaisants que le domaine d'intégration spectrale est limité ([[Meteosat-5 report](#)]). Nous présentons le résultat de cet ajustement pour les canaux [8,14 $\mu$ m] et [10.5,11.5 $\mu$ m]. L'ajustement est très amélioré par rapport à celui du E.2. Nous vérifions bien que les écarts sont d'autant plus faibles que le domaine d'intégration est petit, c'est à dire lorsque l'on s'approche des conditions monochromatiques (nous mesurons ainsi des écarts plus importants pour le canal large).

### E.4 Ajustement en $a * e^{-b/T^n}$

Partant de l'ajustement du E.3, nous avons ajouté un troisième paramètre n pour tenter d'affiner les résultats. Dans les canaux étroits, ce paramètre n sera proche de 1. Nous constatons que les écarts entre le calcul exact et l'ajustement sont encore fortement réduits dans le canal large, mais aussi dans le canal étroit. Nous bénéficions avec cet ajustement d'une précision qui nous permet de calculer sans erreurs



notables les luminances intégrées dans les différents canaux du prototype. Cette relation entre luminance de canal et température de brillance est en outre simple à calculer et à inverser, permettant de passer aisément d'une grandeur à l'autre.

## E.5 Récapitulatif

Le tableau E.1 donne les écarts maximum et les écarts types en luminance et en température pour les différents ajustements:

Ajustement	Canal 1				
	Luminance ( $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ )		Température (K)		
	$\Delta L_{max}$	$\sigma_{\Delta L}$	$\Delta T_{max}$	$\sigma_{\Delta L}$	
$a * T^b$	0.37	0.1	22.2	6.2	
$a * e^{(-b/T)}$	0.038	0.0014	6.4	1.1	
$a * e^{(-b/T^n)}$	1.1E-3	1.7E-4	2.9E-2	7.5E-3	
Ajustement	Canal 3				
	$a * T^b$	0.25	0.1	24.2	6.7
	$a * e^{(-b/T)}$	0.0056	0.0013	1.0	0.32
	$a * e^{(-b/T^n)}$	1.0E-3	2.3E-4	0.39	9.5E-2

Table E.1: Comparaison des différents ajustements de la luminance de canal du prototype pour les canaux 1:  $[8, 14\mu\text{m}]$  et 3:  $[10.5-11.5\mu\text{m}]$ .  $\sigma$  sont les écarts types des différences de luminance ( $\Delta L = L - L_{ajusté}$ ) et sur les différences de température ( $\Delta T = T - T_{ajusté}$ )

## **Annexes F**

### **Publications.**

#### **F.1 Publication lors du congrès ISPRS, Val d'Isère, 1994.**

## DEVELOPMENT OF A HIGH PRECISION THERMAL INFRARED FIELD RADIOMETER

C. PIETRAS\*, N. ABUHASSAN\*\*, M. HAEFFELIN\*, G. BROGNIEZ\*, M. LEGRAND\*, J.-P. BUIS\*\*\*

\*Laboratoire d'optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq, France

\*\* Centre CNRS de Recherche Géophysique, 58150 Garchy, (France)

\*\*\*Société CIMEL, 5 Cité Phalsbourg, 75011 Paris, (France)

### Abstract

A multichannel radiometer, which is designed to have up to six channels, with the capability of operating in various spectral domains of the thermal infrared -in particular the atmospheric windows at 3.7 and 10  $\mu\text{m}$ - is presented. The detector is a fast thermopile characterized by a very low temperature dependence of the responsivity. Instrument operation and measurement storage are managed by a processor. In addition to instrument automatization, this managing system allows the time range in field work to be increased by optimizing the energy consumption. Self-calibration of the radiometer is performed by an internal blackbody.

The optics and electronics of the instrument are presented along with the basic performances: precision, sensitivity, spectral characteristics, and time constant. The preliminary studies of the instrument characteristics were performed on a wide field-of-view bread board. Sensitivity, noise and instrument calibration were performed on a four channel wide field-of-view prototype.

The objectives of this instrument, which is designed to be aircraft- and balloon- borned, are to perform measurements of ground and vegetation, on the one hand, and clear sky and cloud radiances, on the other hand. Calibrations and analyses of satellite radiometric data is a major field among expected applications.

**KEY WORDS** : Radiometer, Thermal Infrared, Remote Sensing.

## 1 INTRODUCTION

In treating research topics concerning ice crystal clouds [1] and atmospheric aerosols [2] at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, the availability of accurate and reliable multispectral measurements in the thermal infrared appears to be more and more crucial. These needs are related to, on the one hand, intensive ground and airborne measurement campaigns, and on the other hand, routine measurements collected over long periods of time. Concurrently to these objectives, surface remote sensing applied to temperature and surface emissivity determination as well as to the study and monitoring of vegetation are current concerns in the field of remote sensing and agronomy [3]. If these various measurements are interesting as such, their purpose is essentially to control, analyze and validate satellite measurements.

## 2 REQUIRED CHARACTERISTICS

A number of specifications are required when considering all possible applications.

- (i) A version with narrow field of view ( $3^\circ$  for cloud observation) and a version with wide field of view ( $10^\circ$  for surface monitoring) are under study.
- (ii) Up to six channels between 3.5 and 15  $\mu\text{m}$  allow multispectral measurements to be performed such as surface signature, analysis of atmospheric components, utilization of satellite IR channels.
- (iii) The instrument must be able to measure apparent radiative temperatures in a range between - 100°C and + 100°C. The precision of the measurement must be 0.05°C for a 1-second integration time (with possibility of a 0.1-second integration time) and a 1- $\mu\text{m}$  wide spectral interval in the 8-14  $\mu\text{m}$  window.
- (iv) For field measurement applications as well as for network utilization, the instrument must be:
  - portable (up to 5 kg),
  - self-contained (one-day time range with batteries or unlimited time range with solar panels),
  - automatic with a motorized support,
- (v) The instrument must be able to endure various and severe weather conditions (rain, dust, frost, heat, humidity, corrosion):

- ambient temperature conditions:  $-20^{\circ}\text{C}$  to  $+50^{\circ}\text{C}$ ,
- surrounding humidity: 0 to 100%,
- protection against dust and rain for the crucial elements.

### 3 DESCRIPTION OF THE INSTRUMENT

The optical front end of the radiometer is composed of a thermal detector (thermopile) located in the conjugate plane of an objective lens with respect to a condenser, the latter being located in the focal plane of the objective, as shown in Figure 1. This so-called Köhler arrangement has several advantages:

- The energy flux incident upon the detector is homogenized; this eliminates possible hot spots which could harm the detector or produce erroneous measurements,
- Vignetting is prevented,
- The object field of view can be modified without changing the image field of view which allows the instrument to be developed in an evolutive prospect.

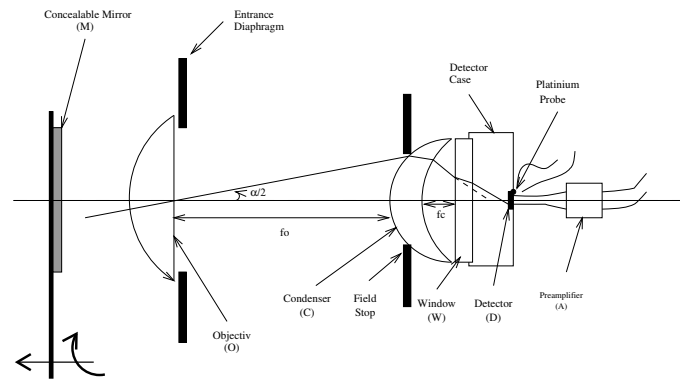


Figure 1: Optical front end of the instrument

(i) The detector characteristics given by the constructor are summarized in Table 1.

Active area	0.6 x 0.6 mm
Number of junctions	40
Resistor	60 k $\Omega$
Voltage noise	31.3 nV/Hz <sup>1/2</sup>
Responsivity	120 V/W
Responsivity temperature coefficient	-0.15%/K
Noise Equivalent Power (NEP)	0.26nW/Hz <sup>1/2</sup>
D*	2.3 108 cm/W/Hz <sup>1/2</sup>
Time constant	12 ms
Field of view	80°
Germanium window with "non-reflective" coating	8 - 14 $\mu\text{m}$

Table 1: Detector characteristics.

(ii) The condenser is a "best-shaped" meniscus of very short focal length allowing geometrical aberrations to be minimized. It is made of germanium and carries a non reflective coating.  
 (iii) The objective lens is a germanium convex-plane lens with a non-reflective coating. It has standard dimensions. There is one objective for each field of view. The main characteristics of the lenses are shown

in Table 2.

	focal length (mm)	Effective diameter (mm)
Objective (Wide FOV)	25.4	5.6
Objective (Narrow FOV)	76.2	12.5
Condenser	3.23	4.35

Table 2: Prototype lens dimensions (objective and condenser)

(iv) The interference filters located between the two lenses can be switched by rotating the filter wheel with a step-by-step motor (Figure 2).

(v) In addition, a zinc-sulfide filter is located on the optical path in order to block radiation with wavelength larger than  $30 \mu\text{m}$ .

(vi) The output voltage of the detector can range between  $\pm 3 \text{ mV}$  according to the extreme temperatures of the various targets. The amplification line consists of a low-noise preamplifier (gain 1000), a voltage-frequency converter, and a micro-controller which counts the pulses (it also operates the mirror tilt and filter commutation).

(vii) Measurements will be shown on a liquid crystal display, direct acquisition on a micro-computer will be possible through a serial port and a cartridge is available for data storage when the instrument is used in autonomous mode (Figure 2).

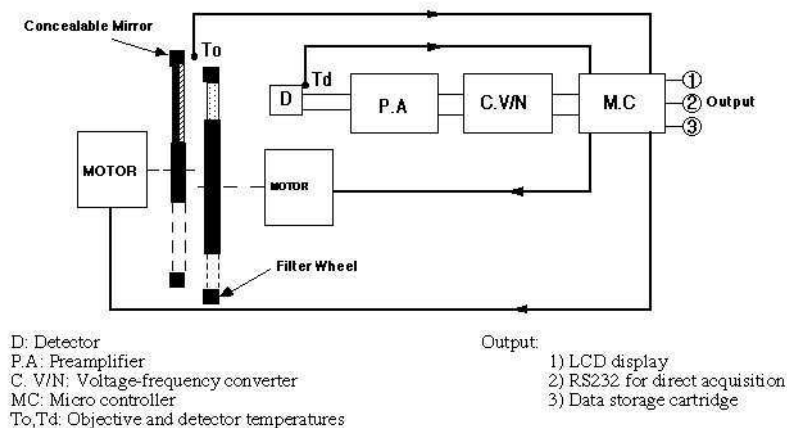


Figure 2: Amplification line of the radiometer

(viii) In front of the optical head, a concealable gold-deposited mirror enables comparisons between target radiation and reference radiation of the instrument cavity which contains the detector (and is not temperature controlled). If the cavity temperature is constant, the difference between the two signals will only be a function of the target radiation. The temperature of the cavity is monitored by two platinum thermal probes. Based on a maximum thermal drift criterion, the micro-processor activates a motor which operates the mirror in order to perform a new reference measure. Self-calibration is planned during field operation using an internal blackbody whose temperature will be shifted  $10^\circ\text{C}$  from ambient.

## 4 RESULTS AND DISCUSSION

The conception and performances of the instrument were established during an earlier stage first by taking into account the characteristics of the components that were available on the market and later

by comparing it to the few existing instruments [3,4]. Prior to the construction of a prototype, a bread board was built in order to perform an experimental survey of the instrument design and to control the main computed performances of the instrument. Finally, a prototype was built and calibrated.

## 4.1 Preliminary studies

**4.1.1 Numerical simulations.** The optical components of the Köhler arrangement needed to be precisely adjusted in order to optimize the power incident upon the detector. The Monte-Carlo method was used to define the optimal location of the detector and lenses on the optical axis and to find an adequate diameter for the entrance diaphragm. In addition, the sensitivity of the instrument performances to variations of these parameters was characterized.

**4.1.2 Control of components.** Measurements were performed with an IR spectrometer and a CO<sub>2</sub> laser (10.6  $\mu\text{m}$ ) in order to characterize the optical properties of the lenses and filters and to control the responsivity of the detector.

**4.1.3 Bread board study.** A bread board consisting of only the detector, lenses and the preamplifier was built. It allowed an experimental assessment of the sensitivity and noise of the planned prototype to be performed. The obtained values were observed to be in reasonable agreement with the optimum theoretically predicted values.

## 4.2 Prototype study

The prototype is a 4-channel instrument (three narrow bands and one broad band). It consists of all the elements shown in Figures 1 and 2. The filter wheel is equipped with three different interference narrow band (1- $\mu\text{m}$  wide) filters centered on 8.7, 10.5 and 11.5  $\mu\text{m}$ , respectively. The spectral range of the broadband channel (8-14  $\mu\text{m}$ ) results from the combination of the lenses, Ge window and ZnS filter.

**4.2.1 Sensitivity.** The sensitivity of the prototype is determined by comparing the difference  $c$  (expressed in counts, ct) between instrument output signals obtained by looking successively at its own cavity and a standard blackbody, and the corresponding computed difference in radiative power incident to the detector  $w$  ( $\mu\text{W}$ ).  $c$  is given by

$$c = C(T_{cn}) - C(T_d), \quad (1)$$

where  $C(T)$  are the counts given when looking at a blackbody at temperature  $T$ .  $w$  is computed by

$$w = W(T_{cn}) - W(T_d) = [L(T_{cn}) - L(T_d)].A.\Omega, \quad (2)$$

where  $L(T)$  is the blackbody radiance at temperature  $T$ ,  $A$  is the detector surface area, and  $\Omega$  is the solid angle corresponding to the FOV of the detector. The radiance  $L(T)$  is given by

$$L(T) = \int_{\Delta\lambda} B_\lambda(T).\tau(\lambda).d\lambda \quad (3)$$

where  $B_\lambda(T)$  is given by Planck's law at the temperature  $T$ ,  $\tau(\lambda)$  is the transmittance of the instrument optics. The transmittances of the different channels are shown in Figure 3. Sensitivity  $S$  is given by the slope of the calibration curve

$$S = \frac{c}{w} \quad (4)$$

The calibration procedure is the following: the instrument is aimed at a temperature-controlled reference blackbody. Before looking at the blackbody, the instrument response is obtained in the mirror mode. The temperature of the detector and the blackbody are given by platinum probes. The responses of the four channels are obtained successively.

The calibration curve for the broadband channel is given in Figure 4.  $C_o$  and  $S$  are the regression coefficients of the least square fitted line and  $R$  is the correlation coefficient.

The experimental sensitivity in this channel is  $S = 630 \text{ ct}/\mu\text{W}$ . The responsivity of the detector given by the constructor is  $120 \text{ V/W}$ ; this implies a theoretical sensitivity of the prototype of  $1200 \text{ ct}/\mu\text{W}$ .

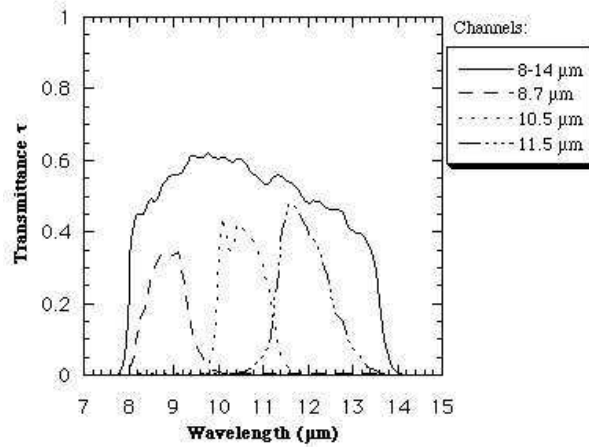


Figure 3: Transmission of the different channels of the prototype

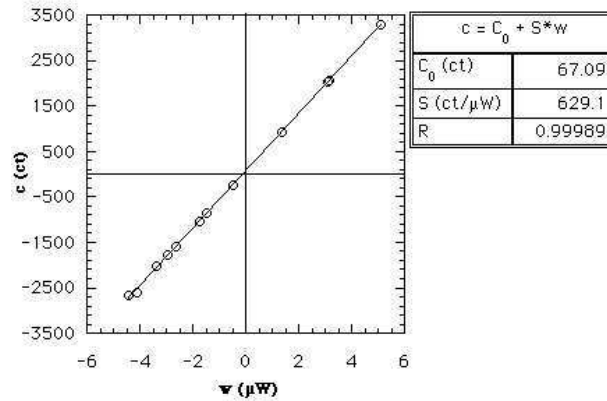


Figure 4: Calibration of the broadband channel of the prototype

Thus, the ratio of the experimental to theoretical sensitivities is about 0.5. The experimentally derived values of the narrowband channels are 750, 640, and 430 ct/ $\mu$ W, respectively for the 8.7, 10.5 and 11.5  $\mu$ m filters.

**4.2.2 Noise.** The theoretical noise of the prototype was estimated for two spectral domains of interest at various temperatures. The NEDT is given by

$$NEDT = \frac{NEP}{\frac{dL}{dT} \cdot A \cdot \Omega} \quad (5)$$

The theoretical NEDT computed for 1- $\mu$ m wide wavelength bands is shown in Table 3. The results show that while the NEDT in the 8-14  $\mu$ m window is satisfactory, the noise in the 3.7  $\mu$ m window remains critical with regards to the required characteristics given in Section 2. This is due to the low spectral energy contained in this particular region of the spectrum.

Table 4 shows a comparison between theoretical and experimental noises in the broadband channel. The theoretical noise takes only into account the detector and its preamplifier, whereas the experimental "noise" accounts for all possible sources of fluctuations, one of them being the cavity temperature fluctuations. This appears as an increased experimental noise equivalent voltage. The difference between theoretical and experimental NEP and NEDT values is increased even more, due to the discrepancy found between the theoretical and experimental sensitivities, which is discussed in Section 4.2.1.

Windows	Temperature				
	-50 °C	-20 °C	0 °C	20 °C	50 °C
8-14 $\mu\text{m}$	0.0112	0.0071	0.0055	0.0045	0.0035
3-4 $\mu\text{m}$	2.2	0.36	0.14	0.059	0.02

Table 3: Theoretical noise equivalent difference temperature (NEDT) ( $\text{K}/\text{Hz}^{1/2}$ ) at different blackbody temperatures for an ideal  $1\text{-}\mu\text{m}$  wide filter with a transmittance equal to unity.

	Theoretical	Experimental
Voltage noise ( $\text{nV}/\text{Hz}^{1/2}$ )	32.6	63.7
Radiant power noise NEP ( $\text{nW}/\text{Hz}^{1/2}$ )	0.27	1.01
Temperature noise NEDT ( $\text{K}/\text{Hz}^{1/2}$ )	0.0014	0.0052

Table 4: Comparison between theoretical and experimental prototype noise at  $23^\circ\text{C}$ .

## 5 CONCLUSIONS AND PROSPECTS

Some points are still to be improved on the current prototype. The main insufficiency concerns the experimental value of the sensitivity of the broadband channel which is half of the theoretical one, 630 and  $1200 \text{ ct}/\mu\text{W}$ , respectively. The major explanation for this is that the detector location has not been completely optimized due to the dimensions of the detector case. Another reason for this discrepancy lies in the uncertainty associated with the knowledge of the spectral transmittance of the instrument. This point appears clearly when comparing the sensitivities derived experimentally for the different channels of the instrument. These values would coincide if the spectral transmittances were accurately known.

The measured voltage fluctuations of the instrument are twice the minimum voltage noise of the detector. The required accuracy, given in Section 2, of  $0.05\text{K}$  for a  $1\text{-}\mu\text{m}$  wide channel is reached with the current broadband channel of the prototype. Indeed,  $0.0052 \text{ K}/\text{Hz}^{1/2}$  for the broadband channel corresponds to about  $0.03 \text{ K}/\text{Hz}^{1/2}$  for a  $1\text{-}\mu\text{m}$  wide channel. However, the theoretical results of Table 3 show that measurements with the  $3.7\text{-}\mu\text{m}$  window will involve a larger noise. Therefore, efforts are still being made to solve the problems described above.

Further arrangements of the prototype are scheduled, such as installation of the internal blackbody and addition of a  $3.7\text{-}\mu\text{m}$  window. A narrow FOV prototype is to be built. The questions of the instrument motorization for automated viewing, and of the environment for an airborne version remain to be tackled. Calibrations and intercomparisons between different prototypes as well as with other instruments are planned. Furthermore atmosphere and ground surface measurements will be performed for validating the instrument operation in field conditions.

**Acknowledgements.** This study is part of a project of development of infrared radiometers suitable for field measurements, which involves the following laboratories: CRG/CNRS (Garchy), ENSPS/GSTS (Strasbourg), INRA (Avignon) and LOA (Lille). Financial support is provided by the Agence Française de l'Espace (support to research decision N 93/CNES/0373). We gratefully thank G. Guyot who efficiently coordinated the various teams. Thanks are extended to J. Legrand, F. Herlemont (LSH, Lille) and B. Sombret (LASIR, Lille) for their help in the studies of the instrument detector and optical components, to X. Gu (INRA, Avignon) for his preliminary study, and to L. Ménenger (LMD, Palaiseau) for his advices about the infrared measurements.



## REFERENCES

- [1]: Flamant P., Brogniez G., Desbois M., Fouquart Y., Flobert J.F., Vanhoutte J.C., Nat Singh U., 1989. High-altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and Meteosat measurements. *Ann. Geophys.*, 7: 1-10.
- [2]: Legrand M., Bertrand J.J., Desbois M., Ménenger L., Fouquart Y., 1989. The potential of infrared satellite data for the retrieval of Saharan-dust optical depth over Africa. *J.Appl. Meteor.*, 28: 309-318.
- [3]: Brossard P., Guyot G., Jackson R.D., 1991. Factors affecting the radiation temperature of a vegetative canopy. In: *Applications of Remote Sensing in Agriculture*, M.D. Steven, A. Clark Ed. , pp 45-71.
- [4]: Operating and servicing manual for infrared thermometer. Model PRT5 (available from Barnes Engineering Company. Stanford. CT 06902. USA).
- [5]: Heimann KT 17 radiothermometer - Mode d'emploi P1036f (available from Heimann GMBH-Weher Kppel 6. Postfach 3007. 6200 Wiesbaden. Germany).

## **F.2 Publication lors du congrès SPIE, Paris, 1995.**

## Development and qualification of the conveyable thermal infrared field radiometer CLIMAT

Christophe Pietras, Martial Haeffelin, Michel Legrand, Gérard Brogniez,

Laboratoire d'optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq, France

Nader Khalil Abuhassan, Jean Pierre Buis,

Société CIMEL, 5 Cité de Phalsbourg, 75011 Paris, France.

### ABSTRACT

The radiometer CLIMAT is a highly sensitive field instrument designed for multispectral thermal infrared measurements. Ground-based measurements can be performed, but the instrument has capabilities for operating from aircraft or balloon.

The optics consist of an objective lens and a condenser mounted according to the Köhler principle to provide uniform irradiation over the detector surface. The radiometric signal is treated by a fast thermopile detector characterized by a low noise and a very weak temperature dependence of its responsivity. The managing system allows either manual or automated measurements. The energy consumption of the instrument is optimized for a maximum autonomy.

The optical and electrical units of the instrument are described. Different experimental studies for measuring the sensitivity accuracy, spectral characteristics, thermal behavior and, field of view of the instrument are described.

The instrument is dedicated to ground and vegetation on the one hand, and on the other hand, clouds and atmospheric soundings. The radiometer is also designed for calibrations or analyses of satellite radiometry data.

Some atmospheric measurements obtained with a prototype are presented.

Prospects are the development and the qualification of a narrow field-of-view instrument adapted to inhomogeneous targets such as cirrus clouds. A  $3.7\text{-}\mu\text{m}$  channel and an internal blackbody are under study.

Keywords: Noise, Sensitivity, Calibration, Multispectral, Field-of-view, Atmospheric sounding

### 1 INTRODUCTION

CLIMAT (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets) is a low noise radiometer working in the atmospheric window between 8 and 14 micrometer. Dedicated to surface radiative temperature measurements, its four channels allow to measure apparent temperature and emissivity of various targets. The main characteristics are its portability, its self-sufficiency, and its automated data acquisition.

Preliminary studies of the instrument were presented in a previous paper.<sup>1</sup> Several technical studies have been improved or added on to define the characteristics of the prototype CLIMAT.

Emissivity and radiative surface temperature of uncovered ground and vegetation measured with a second prototype have been published by N. Abuhassan.<sup>2</sup> CLIMAT and a Barnes PRT-5 radiometer have been used for atmospheric soundings from ground and for sea surface temperature measurements from an aircraft.

## 2 DESCRIPTION OF THE CLIMAT PROTOTYPE

The instrument is made up of a control box and an optical head. Figure 1 shows the prototype and the internal aspect of its optical head.

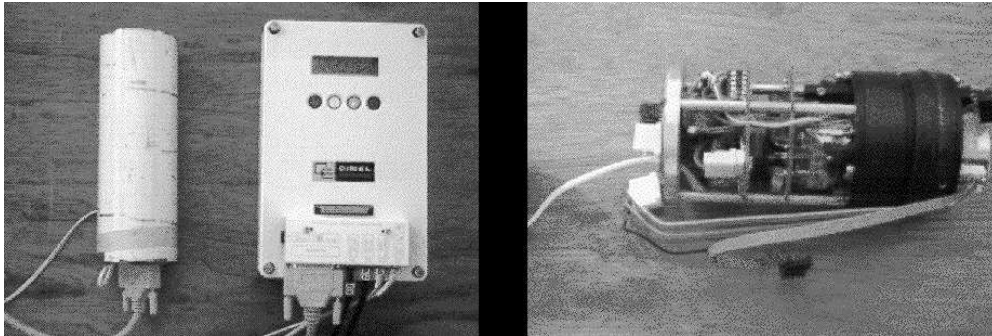


Figure 1: *The prototype CLIMAT*

The optical front end is composed of two lenses and a thermal detector (thermopile) mounted according to the Köhler arrangement.

The objective lens is a standard convex-plane lens and the condenser is a "best shaped" meniscus designed to minimize the geometrical aberrations. Each is treated on both sides with a non reflective coating. The condenser is located in the objective focal plane, as shown in Fig. 2. The detector is placed in the objective conjugate plane with regard to the condenser.

The advantages of this arrangement are:

- the FOV object can be modified without changing the FOV image,
- vignetting is prevented,
- the energy flux incident upon the detector is homogeneous in all circumstances which protects it against possible hot spots and avoids problems due to nonuniform sensitivity.

The main characteristics of the lenses are shown in Table 1. The detector characteristics given by the construc-

	Focal length (mm)	Effective diameter (mm)
Objective	25.4	5.6
Condenser	3.23	4.35

Table 1: *Prototype lens characteristics (objective and condenser)*

tor are summarized in Table 2.<sup>1</sup> A concealable golden mirror located in the front of the optical head allows comparisons between the target radiation and a reference radiation from the instrument cavity which contains the detector. The cavity temperature is measured by a platinum probe.

The reference radiation measurement can be repeated for each target measurement, or performed only when the cavity temperature varies significantly.

Active area	(0.6 x 0.6) mm <sup>2</sup>
Number of junctions	40
Resistor	60 kΩ
Voltage noise	31.3 nV/Hz <sup>1/2</sup>
Responsivity	120 V/W
Responsivity temperature coefficient $\alpha$	- 0.15%/K
Noise Equivalent Power (NEP)	0.26 nW/Hz <sup>1/2</sup>
D*	2.3 10 <sup>8</sup> cm/W/Hz <sup>1/2</sup>
Time constant	12 ms
Field of view	80°
Germanium window with non-reflective coating	8 - 14 μm

Table 2: *Detector characteristics at 23 °C from (Pietras et al., 1994)*

The mirror is controlled with a step-by-step motor driven by a micro-processor.

A filter wheel located between the lenses can be rotated by a step-by-step motor, in order to choose between several interference filters.

For a wavelength greater than 30 μm, the radiation are blocked by a zinc sulfide filter located between the condenser and the detector.

Optimal location of the different components and optimal value of the diameter of the entrance diaphragm have been studied using a Monte-Carlo technique applied to develop numerical representations of the optical and radiative performances of ERBE radiometers<sup>3</sup> and later adapted to the CLIMAT instrument.

### 3 EXPERIMENTAL STUDIES OF THE PROTOTYPE

#### 3.1 Spectral function

##### - Interference filters

We have studied the transmittance of the four interference filters (Channel 1: [8-14μm], Channel 2: [11.5-12.5μm], Channel 3: [10.5-11.5μm], Channel 4: [8.2-9.2μm]) and of the zinc sulfide filter with three different spectrometers. The first was a Fourier-transform spectrometer at the LASIR<sup>1</sup> and the others were standard prism or grating spectrometers at the LMD<sup>2</sup>. The resulting spectral functions were consistent, which allowed an average of the measured transmittances for each filter to be derived.

##### - Lenses and detector window

The constructors provide the spectral function between 8 and 14 micrometers for the condenser, the objective and the detector window. We have checked the spectral transmittance for the objective with the Fourier-transform spectrometer, the others optical components being too small to proceed the same control. However the transmittance at 10.6 μm for the three components was measured for a normal incidence with a CO<sub>2</sub> laser at the LSH<sup>3</sup>. The results of the transmittance at 10.6 μm are presented in Table 3.

The final spectral function of the prototype for the four channels is shown in Fig. 3.

<sup>1</sup>Laboratoire de Spectroscopie Infrarouge et Raman Université des Sciences et Technologies de Lille, France

<sup>2</sup>Laboratoire de Météorologie dynamique Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

<sup>3</sup>Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne Université des Sciences et Technologies de Lille, France

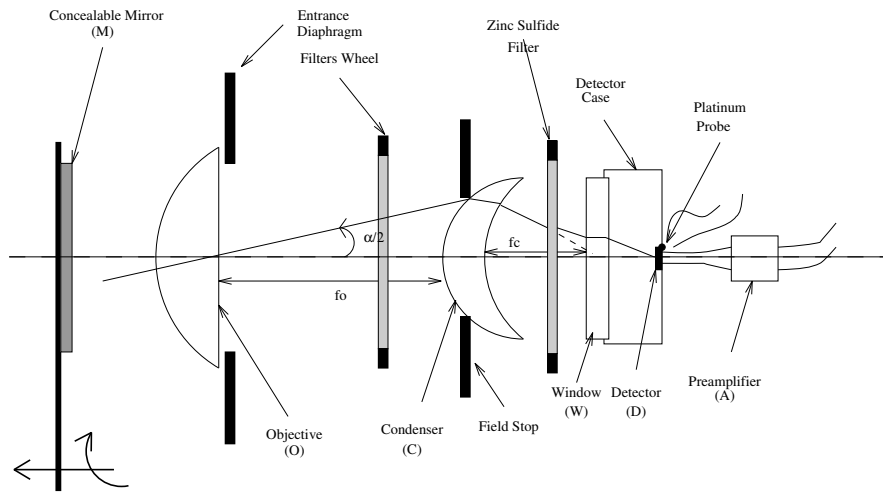


Figure 2: *Optical front end of the prototype CLIMAT*

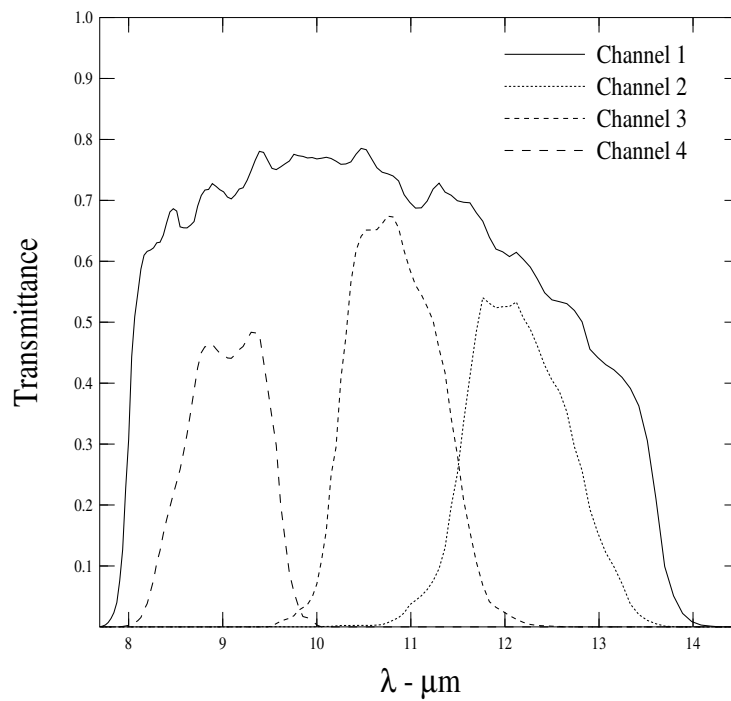


Figure 3: *Spectral functions of the prototype CLIMAT for the four channels: 1: [8-14μm], 2: [11.5-12.5μm], 3: [10.5-11.5μm], 4: [8.2-9.2μm].*

	Objective	Condenser	Window
t at 10.6 $\mu\text{m}$	0.98	0.98	0.87

Table 3: Transmittance at 10.6  $\mu\text{m}$  of the objective, the condenser and the detector window

### 3.2 Field of view

The prototype is characterized by a wide FOV of  $10^\circ$ . An experiment has been conducted in order to describe this FOV more precisely as shown in Fig. 4.

A hole is bored through a plate, with a soldering iron located immediately behind it. The diameter of the hole (0.5cm) is small compared to the prototype FOV, thus, the soldering iron can be considered as a hot pinpoint source.

The instrument is located one meter away from the plate. A golden mirror is introduced between the soldering iron and the plate in order to remove the background signal. For each direction defined by the two angular coordinates  $(\theta_1, \theta_2)$  two differential measurements are made. The first is obtained without mirror and is the contribution of the soldering iron and the plate. The second is obtained with the mirror located in front of the hole and is the contribution of the plate alone. The final result presented in Fig. 5 is the difference between these two measurements versus  $\theta_1$  and  $\theta_2$ . The FOV is well defined between  $-5^\circ$  and  $5^\circ$ . However the maximum is not exactly centered. Using the Monte-Carlo method, has been demonstrated that this asymmetry can be explained by a slight error in the lateral positioning of the detector, or in the parallelism of the optical axis of the condenser.

### 3.3 Radiometric calibrations

The calibration of the instrument is determined by using a standard blackbody at various temperatures  $T_{cn}$ . The cavity temperature  $T_d$  depends on the ambient temperature.

The measured signal is the difference  $c$  in digital counts (ct) obtained by looking successively at the standard blackbody and the cavity:

$$c = C(T_{cn}) - C(T_d) \quad (1)$$

We use a liquid-nitrogen cooling system to change the blackbody temperature between 200 K and the ambient temperature. The detector and blackbody temperatures were measured by platinum probes.

#### 3.3.1 Temperature calibration

The main advantage of the temperature calibration is that the spectral transmittances of the instrument are not used. We can plot  $c$  versus  $\Delta T = T_d - T_{cn}$ . Figure 6 shows the result for the broad-band channel 8-14  $\mu\text{m}$ . When the temperature difference  $\Delta T$  between the detector and the blackbody is zero, the output signal  $c$  is zero, then the curve does pass through the origin. This curve can be fitted accurately by a polynomial law for each temperature domain involved:

$$\Delta T = \alpha_i c^3 + \beta_i c^2 + \gamma_i c, \quad (2)$$

where  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  and  $\gamma_i$  are the calibration coefficients for the temperature domain  $i$  ( $i=1, 2$  or  $3$ ) presented on Table 4

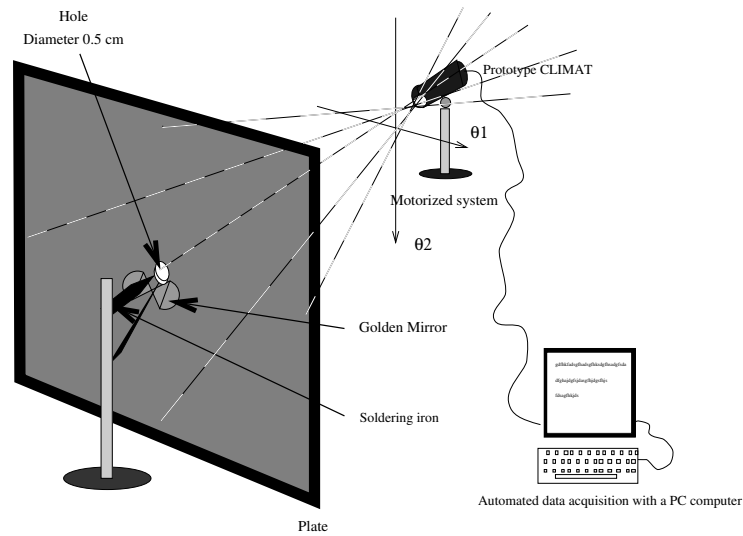


Figure 4: Experimental studies of the field-of-view prototype CLIMAT

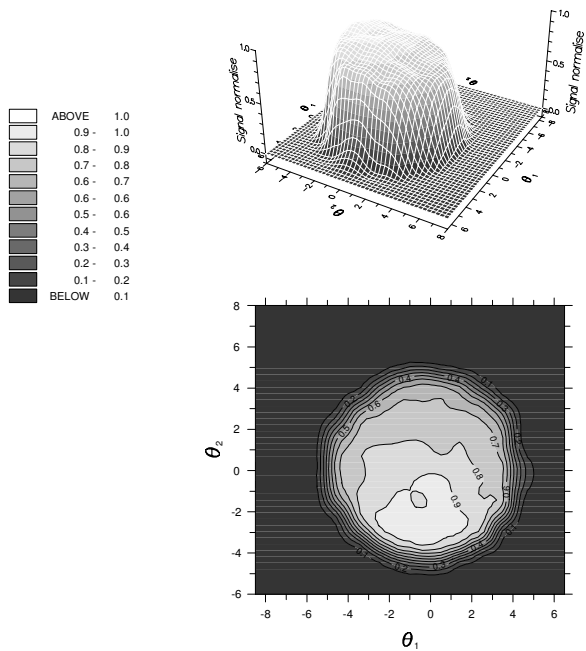


Figure 5: Angular function of the prototype CLIMAT



	Domain i=1 $T_{cn} \in [0,30^\circ C]$	Domain i=2 $T_{cn} \in [-50,0^\circ C]$	Domain i=3 $T_{cn} \in [-80,-50^\circ C]$
$\alpha_i$ in $K/ct^3$	1.23525 E-12	2.78905 E-10	1.93425 E-09
$\beta_i$ in $K/ct^2$	5.96326 E-07	-8.16048 E-07	-1.8075 E-05
$\gamma_i$ in $K/ct$	8.73796 E-03	1.05127 E-02	5.5511 E-02

Table 4: Temperature calibration for the broad-band channel 8-14  $\mu m$  at  $T_d = 19.6^\circ C$  - 04/04/1995.

### 3.3.2 Radiance calibration

$L(T_{cn})$  is the radiance corresponding to the blackbody signal at  $T_{cn}$ , and  $L(T_d)$  is the radiance corresponding to the reference signal.

$$L(T) = \int_{\Delta\lambda} B_\lambda(T)\tau(\lambda)d\lambda, \quad (3)$$

where  $B_\lambda(T)$  is the Planck's function at the temperature  $T$ , and  $\tau(\lambda)$  and  $\Delta\lambda$  are respectively the optical transmittance and the bandwidth of the considered channel. We can fit  $c$  versus  $\Delta L = L(T_d) - L(T_{cn})$  by using a linear regression.

$$\Delta L = \frac{c}{S}, \quad (4)$$

where  $S$  is the sensitivity for the considered channel. Figure 7 shows the radiance calibration for the broad-band channel 8-14  $\mu m$ , performed on 04/04/1995. Table 5 presents the sensitivities for the four channels and their 95% confidence intervals. The best accuracies obtained after the 12/14/1994 show that the calibration

Date	$T_d^\circ C$	Channel 1	Channel 2	Channel 3	Channel 4
12/14/1994	19.3	2212.6 $\pm$ 3.4	1624.3 $\pm$ 3.6	1743.6 $\pm$ 4.6	2325.1 $\pm$ 3.8
04/04/1995	19.6	2194.1 $\pm$ 2.0	1619.7 $\pm$ 2.0	1763.8 $\pm$ 1.2	2318.4 $\pm$ 1.0
07/27/1995	26.4	2182.1 $\pm$ 1.9	1606.4 $\pm$ 2.6	1752.8 $\pm$ 1.8	2292.1 $\pm$ 1.0

Table 5: Sensitivities and the 95 percent confidence interval (in  $ct/mWcm^{-2}sr^{-1}$ ) are given for three calibrations for the four channels. Channel 1: [8-14 $\mu m$ ], Channel 2: [11.5-12.5 $\mu m$ ], Channel 3: [10.5-11.5 $\mu m$ ], Channel 4: [8.2-9.2 $\mu m$ ].

technique has been improved. Only weak variations of the sensitivity are observed with time. However, a calibration before and after every experimental campaign is recommended when high precision is desired.

The response of a thermal detector is not dependent upon the radiation wavelength even if the radiance sensitivities for the four channels are different. We conclude, as in the previous paper<sup>1</sup> that the spectral transmittances of the lenses are not perfectly known. In order to resolve this difficulty, we are looking for a spectrometric system including the radiometer in its sequence of treatment to be able to measure directly the total transmittance by using its own detector.

### 3.3.3 Detector temperature corrections

The temperature  $T'_d$  of the detector during the measurements is generally different to the one measured during the calibration. The difference  $\Delta T_d = (T'_d - T_d)$ , where  $T_d$  is the temperature of the detector during calibration, is taken into account to correct the measured radiometric digital count  $c'$ .

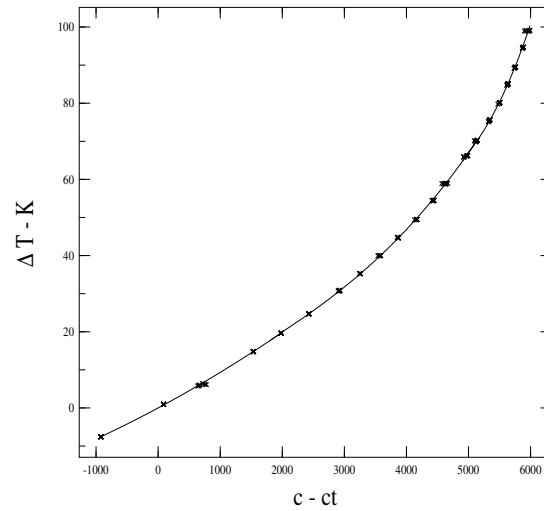


Figure 6: Temperature calibration for the broad-band channel at  $T_d = 19.6^\circ C$  performed on 04/04/1995.  $\Delta T = T_d - T_{cn}$  and  $c = C(T_{cn}) - C(T_d)$

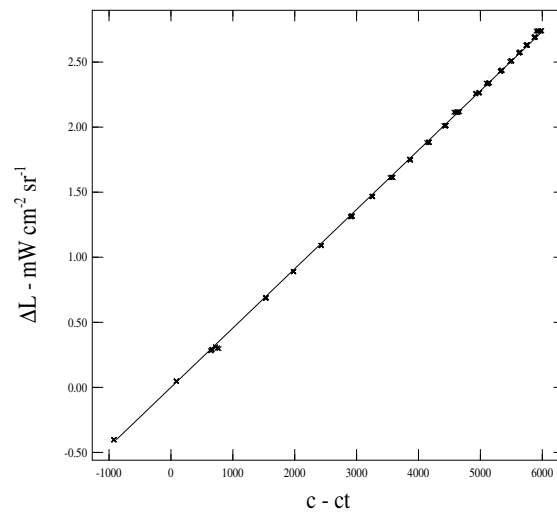


Figure 7: Radiance calibration for the broad-band channel at  $T_d = 19.6^\circ C$  performed on 04/04/1995.  $\Delta L = L(T_d) - L(T_{cn})$  and  $c = C(T_{cn}) - C(T_d)$

The measured counts are obtained by difference after looking at the target and at the reference cavity:

$$c' = C(T) - C(T'_d) = S' * (L(T'_d) - L(T)). \quad (5)$$

$S'$  is the radiance sensitivity at  $T'_d$  calculated with the responsivity temperature coefficient  $\alpha$  (Table 2):

$$S' = S * (1 + \alpha \Delta T_d). \quad (6)$$

The measured radiometric temperature of the target is given by:

$$T = T_d - \Delta T, \quad (7)$$

By introducing the radiance  $L(T_d)$  and the temperature difference  $\Delta T_d$  in (5), we obtain:

$$c' = (1 + \alpha \Delta T_d) * (c + S * (L(T'_d) - L(T_d))). \quad (8)$$

By using the approximate formula  $L(T_d) = a * T_d^b$  for temperature values between 0 and 50 °C and by considering  $\Delta T_d$  small with regard to  $T_d$ , the digital corrected counts  $c$  can be expressed as:

$$c = \frac{c'}{1 + \alpha \Delta T_d} - S a b T_d^{b-1} \Delta T_d. \quad (9)$$

We can then use the temperature calibration at  $T_d$  to reconstitute the target radiative temperature  $T$ .

### 3.4 Noise

The study of the prototype noise has been presented in a previous publication.<sup>1</sup>

We present the noise for the four channels (Table 6) by using the Noise Equivalent Difference Temperature:

$$NEDT = \frac{NEP}{\frac{dL}{dT} * s * \Omega * f} \text{ in } K/Hz^{1/2}, \quad (10)$$

where NEP is the Noise Equivalent Power of the detector and its preamplifier,  $s$  is the effective objective area, and  $\Omega$  is the solid angle corresponding to the prototype FOV.  $\frac{dL}{dT}$  is the radiance derivative, calculated in (3) by using the Planck's function derivative. The parameter  $f$  takes into account both, the effective energy which reaches the active area of the detector, and the experimental detector sensitivity.

	Channel 1	Channel 2	Channel 3	Channel 4
L(T)	3.07	0.575	0.705	0.452
$\frac{dL}{dT}(T)$	0.05	0.008	0.011	0.0085
NEDT	0.003	0.026	0.017	0.017

Table 6: The radiance (in  $mW \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ), the radiance derivative (in  $mW \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) and the NEDT (in  $K/Hz^{1/2}$ ) are given at 20 °C for the four channels.

## 4 GROUND AND AIRBORNE MEASUREMENTS

### 4.1 Atmospheric sounding from ground level

Sky temperature measurement during March 1995 has been performed with the Barnes PRT-5 and the CLIMAT radiometer in Lille (France, 50.39N, 3.05E). The radiative temperature of a clear sky is presented in Fig. 8 in several spectral channels located in the atmospheric window between 8 and 14 micrometers.

The radiative sky temperature in the [10.5-11.5 $\mu\text{m}$ ] channel, located in a region where water vapor absorption is weak, appears colder than the other channels. The [8.2-9.2 $\mu\text{m}$ ] channel is more affected by carbonate dioxyd absorption than the [10.5-11.5 $\mu\text{m}$ ] channel. The radiative sky temperature measured in the broad-band channel [8-16 $\mu\text{m}$ ] of the Barnes radiometer appears warmer than the one in the broad-band channel [8-14 $\mu\text{m}$ ] of the radiometer CLIMAT due to carbon dioxide absorption between 14 and 16 micrometers. The difference, presented in Table 7, is confirmed by calculations with Lowtran-7 code using radiosounding data set given by the meteorological stations located in Bruxelles (Belgium, 50.5N, 4.21E) and Trappes (France, 48.47N, 2.00E).

Table 7 presents the differences between the radiative sky temperatures, measured and calculated at 2300 U.T.C in the broad-band channel of the Barnes and CLIMAT radiometers. The differences between calculated

	measured	calculated	
		Uccle	Trappes
$T_2 - T_1 - \text{K}$	12.5	15.2	16.2

Table 7: Radiative sky temperature differences, measured and calculated at 2300 U.T.C. in the broad-band channel of the Barnes and CLIMAT radiometers.  $T_1$  is the radiative sky temperature in the broad-band channel of the radiometer CLIMAT.  $T_2$  is the radiative sky temperature in the broad-band channel of the Barnes radiometer

and measured results can be explained by the distance between the meteorological stations and the experimental site (200 km).

### 4.2 Sea surface temperature

The behavior of the Barnes radiometer for airborne measurements is well known<sup>4,5</sup>. The CLIMAT and the Barnes radiometer were flown on board a Piper aircraft to study the CLIMAT behavior with regard to the Barnes behavior.

For a zenith viewing, the sea surface emissivity can be considered equal to 1. The blackbody emission is then a good approximation of the sea surface emission. The measurement has been implemented above the Channel between Calais (France, 50.57N, 1.52E) and Dieppe (France, 49.55N, 1.05E) and back at the altitude of 750 m.

The measurements obtained with the Barnes radiometer have been time integrated due to a higher acquisition frequency and a smaller FOV than the radiometer CLIMAT. The time integration depends on the altitude and on the aircraft horizontal speed. Figure 9 shows the sea surface temperature measured on 06/28/1995 with the Barnes radiometer (dashed line) and with the radiometer CLIMAT (other lines).

The results show that the CLIMAT behavior is very similar to the Barnes behavior. In particular, a fall of the sea surface temperature corresponding to the bay of the Somme river is seen by the two radiometers. The radiative temperature measured in the various channels of the two radiometers is not equal to the sea surface temperature due to the atmospheric contribution.

The radiative temperature difference between the broad-band channels of the CLIMAT and the Barnes radiometers has been calculated by the Lowtran-7 code using radiosounding data measured in Bruxelles (chosen because of their numerous atmospheric levels in the low layers). The radiosounding data do not correspond to the day of airborne measurements but the difference temperature of 1 K between the two broad-band channels has been found with Lowtran-7 calculation. The various channels of the radiometer CLIMAT have also been restituted by Lowtran-7 calculation in the same order than measurements. But these qualitative results have to be confirmed quantitatively.

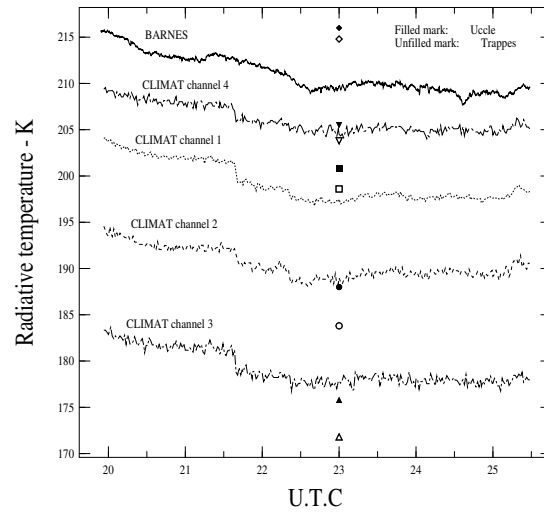


Figure 8: Radiative clear sky temperature measured on 03/23/1995 by the Barnes radiometer in the broad-band channel and by the radiometer CLIMAT in the four channels. Filled and unfilled marks show the clear sky temperature calculated by the Lowtran-7 code using respectively radiosounding data from Bruxelles and Trappe. The broad-band channel is represented with diamond marks for Barnes and with square marks for CLIMAT. The circle, triangle up and triangle down marks are the sky temperature respectively for the  $[11.5, 12.5\mu\text{m}]$ , the  $[10.5, 11.5\mu\text{m}]$ , and the  $[8.2, 9.2\mu\text{m}]$  channels.

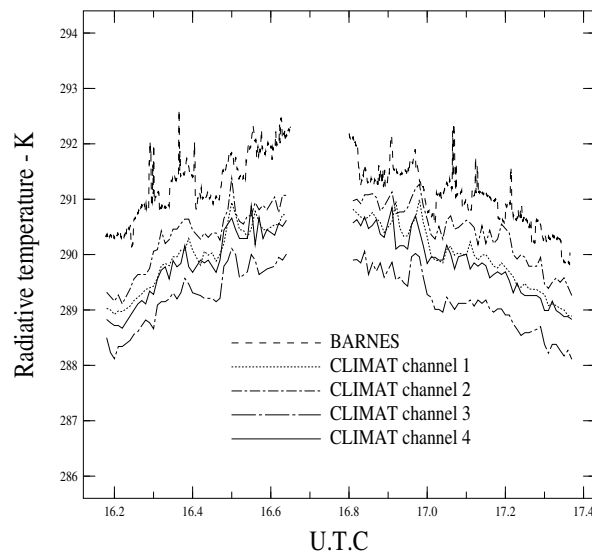


Figure 9: Sea radiative temperature measured on 06/28/1995 at 750 m by the Barnes radiometer in the broad-band channel and by the radiometer CLIMAT in the channel 1:  $[8, 14\mu\text{m}]$ , in the channel 2:  $[11.5, 12.5\mu\text{m}]$ , in the channel 3:  $[10.5, 11.5\mu\text{m}]$  and in the channel 4:  $[8.2, 9.2\mu\text{m}]$ .

## 5 CONCLUSIONS AND PROSPECTS

The different studies show a good agreement for the object FOV and the noise with regard to the required characteristics. Various experiments allowed us to test with success the portability, the optimization of consumption, and the automated recovery of the data for the prototype. The detector which temperature is not regulated by a thermal control system, is under the influence of the ambient temperature. The calibration of the instrument has to take the temperature corrections into account. However, the temperature gradients are sufficiently fast during the experiment to perform the corrections without difficulties. The radiometer CLIMAT has been used for ground measurements under various ambient temperature conditions. We have described an experiment where in spite of the cold temperature of the detector, the signals were successfully corrected.

The radiometer has also been installed with success on board an aircraft. Qualitative comparisons with the Barnes measurements have shown that the behavior of CLIMAT is as good as the Barnes behavior. Quantitative comparisons between the two instruments using radiosounding data and Lowtran-7 calculation are not sufficient yet. An experiment has been implemented in the south of France in July 1995 on the site of the meteorological station of Nimes.

A better comparison will be performed with the narrow FOV radiometer available. An improvement of the accuracy will be reached with an internal blackbody to measure reference point steadily during the experiment. The use of the  $3.7\mu\text{m}$  window with a good accuracy does not appear easy. A photodiode detector would be most appropriate to reach the required accuracy.

## 6 ACKNOWLEDGEMENTS

This work was financially supported under Contract N° 93/CNES/0373. We are pleased to acknowledge G. Guyot who coordinated the various teams: CRG/CNRS (Garchy), ENSPS/GSTS (Strasbourg), INRA (Avignon), and LOA (Lille).

We wish to acknowledge M. Balluteau (CIMEL, Paris), B. Sombret (LASIR, Lille), L. Menenger (LMD, Paris), J. Legrand and F. Herlemont (LSH, Lille) for their help in the studies of the optical components.

We gratefully thank J.-Y. Balois and C. Verwaerde (LOA, Lille) for their technical assistance in the atmospheric and airborne measurements.

## 7 REFERENCES

- [1] Pietras C., Abuhassan N., Haeffelin M., Brogniez G., Legrand M., Buis J.-P., Development of a high precision thermal infrared field radiometer, Sixième Symposium International, Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, 809-815, 1994.
- [2] Nader Khalil Abuhassan, Développement d'un radiomètre infrarouge multispectral de terrain, et première applications, thèse de doctorat d'université, spécialité Sciences de la Terre, Paris VI, 1995.
- [3] Martial P.A. Haeffelin, J. Robert Mahan, Lt. Robert P. Bongiovi, USAF, Robert B. Lee III, Predicted dynamic electrothermal performance of thermistor radiometers for earth radiation budget applications, submitted to "Applied Optics" in February 1995.
- [4] Saunders P.M., Aerial measurement of sea surface temperature in the infrared, J. Geophys. Res., 72, 4109-4117, 1967.
- [5] Saunders P.M., Corrections for airborne radiation thermometry, J. Geophys. Res., 75, 7596-7601, 1970.
- [6] Wolfe W.L., Zissis G.J., The infrared handbook, 3<sup>ème</sup> édition, IRIA Center, Environmental Research Institute of Michigan, 1989.
- [7] Gaussorgues G., La thermographie infrarouge, principes, technologies, applications, troisième édition, technique et documentation, Lavoisier, Paris, 1989.



# **BIBLIOGRAPHIE**





# Bibliographie

- [**Abuhassan, 1995**] Abuhassan N.K., 1995, Développement d'un radiomètre infrarouge multispectral de terrain, et premières applications, thèse de doctorat d'université, Paris VI, 154 pp.
- [**Becker, 1993**] Becker F., Li Z.-L., 1993, Surface temperature and emissivity at various scales: definition, measurement and related problems, Workshop on thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors, Proceedings of the workshop on thermal remote sensing, La Londe Les Maures, France, 35-60.
- [**Becker et al., 1990**] Becker F., Li Z.-L., 1990, Temperature-independent spectral indices in thermal infrared bands, Remote Sensing of Environment, Vol 32, p17-33.
- [**Bonn et al., 1994**] Bonn F., Phulpin T., 1994, Infrarouge thermique, Actes du 6<sup>ème</sup>. Symp. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Val d'Isère, France, 1229-1232.
- Buriez
- [**Brogniez et al., 1995**] Brogniez G., Buriez J.C., Giraud V., Parol F., Vanbauce C., 1995, Determination of effective emittance and a radiatively equivalent microphysical model of cirrus from ground-based and satellite observations during the International Cirrus Experiment: The 18 October 1989 case study, Mon. Wea. Rev., 123, 4, 1025-1036.
- [**Chédin et al., 1991**] Chédin A., Scott N.A., 1991, Observation spatiale du système terre-océan-atmosphère à haute résolution dans l'infrarouge thermique: perspectives et problèmes, 5th. Coll. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Courchevel, France, Vol. 1, 145.

- [**Dauguet, 1964**] Dauguet A., 1964, La détection des radiations infrarouge, édition Dunod Paris.
- [**Desvignes, 1987**] Desvignes F., 1987, Détection et détecteurs de rayonnement optiques, collection mesures Physiques, Masson, 346pp.
- [**Durpaire et al., 1995**] Durpaire J.P., Phulpin T., Hollier P., 1995, IRSUTE a multispectral IR observation instrument on a small satellite, proceeding of the SPIE congress, San Diego, USA, 10pp.
- [**Flamant et al., 1989**] Flamant P., Brogniez G., Desbois M., Fouquart Y., Flobert J.F., Vanhoutte J.C., Nat Singh U., 1989, High-altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and Meteosat measurements, Ann. Geophys., 7, 1-10.
- [**François et al., 1994**] François C., Ottlé C., 1994, Comparaison of different atmospheric correction algorithms with the ATSR/ERS-1 infrared radiometer, 6<sup>ème</sup>. Symp. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Val d'Isère, France, 57-64
- [**Gaussorgues, 1989**] Gaussorgues G., 1989, La thermographie infrarouge, principes, technologies, applications, 3<sup>ème</sup> édition, Technique et Documentation, Lavoisier, Paris, 539pp.
- [**Gayet et al., 1992**] Gayet J.F., Febvre G., Personne P., Brogniez G., Mörl P., 1992, Microphysical characteristics of a stratiform cloud obtained from lidar and in situ measurements, 11 th. International Conference on Clouds and Precipitation, Montreal, Canada.
- [**Gayet et al., 1989**] Gayet J.F., Febvre G., Brogniez G., Wendling P., 1989, Microphysical and radiative properties of cirrus clouds and contrails: cloud field study on 13 October 1989, Projet de publication dans J. Atmos. Sci.
- [**Guyot, 1992**] Guyot G., 1992, Développement et évaluation d'un radiomètre infrarouge thermique multibandes, demande de financement, CNES.
- [**Guyot et al., 1992**] Guyot G., Verbrugge M., 1992, Note sur l'étalonnage de radiothermomètres infrarouges portables, Agronomie, 12, 79-83.

- [**Guyot, 1988**] Guyot G., 1988, Propriétés spectrales des sols et de la végétation. Application à la télédétection spatiale: aspect physique et modélisation, Toulouse, CNES, France, 637-728.
- [**Haeffelin et al., soumis en 1995**] Haeffelin M.P.A., Mahan R.J., Lt. Bongiovi R.P., USAF, Lee R.B. III, Predicted dynamic, electrothermal performance, of thermistor radiometers for earth radiation budget applications, submitted to "Applied Optics" in February 1995.
- [**Grassl et al., 1973**] Grassl H., Separation of atmospheric absorber in the 8 – 13 micrometer region, Physics der Atmosphäre, 46, Band, 75-78.
- [**Jamiesson et al., 1963**] Jamiesson, Plasse, McFee, Grube, Richards, 1963, Infrared Physics and Engineering, Inter University Electronics Series, Edition McGraw Hill Book company, 673pp.
- [**Johnson et al., 1991**] Johnson R.B., Feng C., 1991, A history of infrared optics, Infrared Optical Design and Fabrication, Rudolph Hartmann and Warren J. Smith editors, Critical Reviews of Optical Science and Technology, Volume CR38, p3-18.
- [**King et al., 1992**] King M.D., Kaufman Y.J., Menzel W.P., Tanré D., 1992, Remote Sensing of cloud, aerosol, and water vapor properties from the Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS), IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 30, 2-27.
- [**Kneizys et al., 1980**] Kneizys F.X., Shettle E.P., Gallery W.O., Chetwynd J.H., Abreu L.W., Selby J.E.A., Fenn R.W., McClatchey R.A., 1980, Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN-5, Air Force Geophysics Laboratory, publication AFGL-TR-80-0067, 200pp.
- [**Kneizys et al., 1983**] Kneizys F.X., Shettle E.P., Gallery W.O., Chetwynd J.H., Abreu L.W., Selby J.E.A., Clough S.A., Fenn R.W., 1983, Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN-6, Air Force Geophysics Laboratory, publication AFGL-TR-80-0067, 200pp.
- [**Kneizys et al., 1988**] Kneizys F.X., Shettle E.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Anderson G.P., Gallery W.O., Selby J.E.A., Clough S.A., 1988, "Users Guide to LOWTRAN-7", Air Force Geophysics Laboratory, publication AFGLTR-88-0177, 137pp.

- [**Legrand et al., 1985**] Legrand M., Bertrand J.J., Desbois M., 1985, Dust clouds over West Africa: A characterization by satellite data, *Ann. Geo.*, 3, 777-783.
- [**Legrand et al., 1988**] Legrand M., Desbois M., Vovor K., 1988, Satellite detection of Saharan dust: Optimized imaging during nighttime, *J. Climate*, 1, 256-264.
- [**Legrand et al., 1989**] Legrand M., Bertrand J.J., Desbois M., Ménenger L., Fouquart Y., 1989, The potential of infrared satellite data for the retrieval of Saharan-dust optical depth over Africa, *J. Appl. Meteor.*, 28, 309-318.
- [**Lenoble , 1993**] Lenoble J., 1993, Atmospheric radiative transfer, A.Deepak Publishing, Hampton Virginia, USA, 532pp.
- [**McClatchey et al., 1971**] McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby J.E.Q, Volz F.E., Garing J.S., 1971, Optical properties of the Atmosphere (Revised). Air Force Cambridge Research Laboratories, publication AFCRL-71-0279.
- [**Meteosat-5 report**] Meteosat-5 Calibration report, issue 12 (appendix H) MOD/MEP/MET, ESOC, Robert Bosche, Strasse 5, 64293 Darmstadt, FRG.
- [**Nerry et al., 1990**] Nerry F., Labed J., Stoll M.P., 1990, Spectral properties of land surfaces in the thermal infrared band, *J. Geophys. Res.*, 95, 7027-7044.
- [**Notice technique, Barnes PRT5**] Operating and servicing manual for infrared thermometer, Model PRT5 (available from Barnes Engineering Company), Stamford, CT06902, USA.
- [**Notice technique, Heimann KT 17**] Heimann KT 17 radiothermometer - Mode d'emploi P1036f (available from Heimann GMWH-Weher Köppel 6, Postfach 3007.6200, Wiesbaden, FRG).
- [**Phulpin et al., 1994**] Phulpin T., Chevrel, M., 1994, The French space program for earth observation: space missions for biosphère studies, 6<sup>ème</sup> Symposium International, Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Val d'Isère, France, 1201-1205.

- [**Pietras et al., 1995**] Pietras C., Abuhassan N., Haeffelin M., Brogniez B., Legrand M., Buis J.-P., 1995, Development and qualification of a the conveyable thermal infrared field radiometer CLIMAT, Congrès SPIE, Paris, France, publication en cours.
- [**Pietras et al., 1994**] Pietras C., Abuhassan N., Haeffelin M., Brogniez B., Legrand M., Buis J.-P., 1994, Development of a high precision thermal infrared field radiometer, 6th Symp. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Val d'Isère, France, 809-815.
- [**Prévost et al., 1993**] Prévost L., Brunet Y., Paw UK.T., Seguin B., 1993, Canopy modeling for estimating sensible heat flux from thermal infrared measurements, Proceeding of the workshop on thermal remote sensing, La Londe Les Maures, France, 17-22.
- [**Saunders, 1967**] Saunders P.M., 1967, Aerial measurement of sea surface temperature in the infrared, J. Geophys. Res., 72, 4109-4117.
- [**Saunders, 1970**] Saunders P.M., 1970, Corrections for airborne radiation thermometry, J. Geophys. Res., 72, 7596-7601.
- [**Saunders et al., 1990**] Saunders, R.W., Minnett, P.J., 1990, The measurement of sea surface temperature from C-130, MRF Internal Note No 52, Crown Copyright 1990, Meteorological Research Flight, RAE, Farnborough, Hants, UK, 12pp.
- [**Schmugge et al., 1991**] Schmugge T.T., Becker F., Li Z.L., 1991, Spectral emissivity variations observed in airborne surface temperature measurements, Remote Sensing of Environnement, Vol. 35.
- [**Stoll M. et al., 1991**] Stoll M., Phulpin T., Schmugge T., TIMS calibration correction by comparison with PRT5, 5<sup>ème</sup>. Coll. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Courchevel, France, 1, 339-344.
- [**Stoll M.P. et al., 1991**] Stoll M.P., Nerry F., Labed J., Kologo N., Approche expérimentale des problèmes d'émissivité et température de surface en télédétection infrarouge thermique, 5<sup>ème</sup>. Coll. Int., Mesures Physiques et Signatures en Télédétection, Courchevel, France, 1, 89-93.

- [**Tanré et al., 1991**] Tanré D., Legrand M., 1991, On the satellite retrieval of saharan dust optical thickness over land: Two different approaches, 1991, J. Geophys. Res., 96, p5221-5227.
- [**Wolfe, 1989**] Wolfe W.L., Zissis G.J., 1989, The infrared handbook, 3<sup>ème</sup> édition, IRIA Center, Environmental Research Institute of Michigan, USA.