
UNIVERSITÉ D'AIX MARSEILLE
ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université d'Aix Marseille

Spécialité : *Instrumentation*

présentée et soutenue publiquement par

Emily BRAGEOT

le 30 novembre 2012

Détecteurs micro-bolométriques non refroidis : Application pour une mission spatiale vers les petits corps du système solaire

Membres du Jury

Stéphane ERARD	Rapporteur, Président du jury
François POULET	Rapporteur
Alain BARDOUX	Examineur
Guy FARGANT	Examineur
Olivier GROUSSIN	Directeur de thèse
Philippe LAMY	Co-directeur de thèse



*Ils savourèrent tous les deux l'étrange et chaude sensation d'être beaucoup plus ignorants
que le commun des mortels, lequel n'était ignorant que de choses communes.*

Terry Pratchett

Les Annales du Disque-Monde, Tome 3 : La Huitième fille.

Résumé

Les micro-bolomètres non-refroidis bénéficient de développements technologiques récents qui se traduisent par des matrices de plus en plus grandes (1024×768 pixels), pour des pixels de plus en plus petits ($17 \mu\text{m}$) et de plus en plus sensibles bien que non-refroidis ($\text{NETD} < 50 \text{ mK @ } 300 \text{ K}$, $F\# = 1$). L'objectif de cette thèse est d'étudier les détecteurs micro-bolométriques non-refroidis afin de tester leurs capacités en imagerie et en spectroscopie en vue de leur utilisation dans le cadre d'une mission spatiale vers les petits corps du système solaire, en particulier la mission Marco Polo R.

J'ai étudié le fonctionnement de ces détecteurs en prenant pour exemple le détecteur *Nano640ETM* de la société ULIS, représentatif de la technologie des micro-bolomètres non-refroidis disponible actuellement. J'ai mesuré la stabilité dans le temps de son signal, l'homogénéité de la matrice du détecteur, et l'influence de différents paramètres de fonctionnement (température du plan focal, temps d'intégration du signal, gain). La réponse du détecteur est linéaire en fonction de la température de scène à une puissance α dépendante des conditions de l'expérience. Les résultats de cette caractérisation m'ont permis de mesurer le NETD du détecteur dans le cadre de cette expérience. Je me suis ensuite intéressée au problème de l'étalonnage radiométrique du détecteur afin de déterminer la meilleure stratégie à adopter, en fonction du nombre de points de référence souhaités, pour minimiser l'erreur absolue. Enfin, j'ai évalué les performances du détecteur pour des mesures en spectroscopie dispersive, à l'aide de son rapport signal sur bruit, en fonction de la longueur d'onde d'observation, de la température de scène, et de la résolution spectrale.

Les résultats de tous ces tests sont très positifs. Ils démontrent que le détecteur permet de réaliser des images thermiques étalonnées en température et des études minéralogiques satisfaisantes sur des objets tels que les petits corps du système solaire interne.

Ces résultats expérimentaux ont ensuite été exploités pour concevoir un spectro-imageur thermique pour la mission ESA Marco Polo R appelé THERMAP, en se basant sur la technologie des micro-bolomètres non-refroidis. THERMAP est un spectro-imageur à deux canaux séparés pour l'imagerie et la spectroscopie qui utilise deux détecteurs micro-bolométriques infrarouges. Il utilise un ensemble de trois miroirs anastigmatiques ouvert à $F/2$ à la fois pour l'imagerie et l'entrée de la spectroscopie. La spectroscopie est ensuite réalisée grâce à un relai de Offner pour une résolution spectrale de $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$. Le passage d'un canal à l'autre se fait à l'aide d'un miroir amovible.

Cette thèse a permis au LAM d'établir des collaborations avec des instituts experts de l'instrumentation infrarouge thermique pour des missions spatiales scientifiques (le centre aérospatial allemand DLR et l'institut d'astrophysique des Canaries IAC) et de se doter des moyens nécessaires pour répondre aux appels d'offres instrumentaux dans ce domaine. THERMAP a été sélectionné par l'ESA en février 2013 pour faire partie de la charge utile de la mission Marco Polo R.

Abstract

The recent progress of the uncooled micro-bolometer technology has lead to larger detector matrices (1024×768 pixels), with smaller pixel sizes ($17 \mu\text{m}$) and a higher sensitivity although it is an uncooled technology ($\text{NETD} < 50 \text{ mK @ } 300 \text{ K}$, $F\# = 1$). The objective of this thesis is to study uncooled micro-bolometer detectors in order to assess their performance for calibrated radiometric imaging and spectroscopy within the framework of a space mission towards small bodies of the solar system, including the Marco Polo R mission.

I have studied these detectors through the example of the *Nano640ETM* detector of the ULIS society, which represents well the currently available uncooled micro-bolometer technology. I have measured its signal stability through time, the detector's matrix homogeneity, and the influence of various operating parameters (focal plane temperature, integration time of the signal, gain). The detector's response is linear as a function of the scene temperature to the power of α , a parameter that depends on experimental conditions. The results of this characterization allowed me to measure the detector's NETD within this experiment. Then, I studied the radiometric calibration of the detector to establish the best strategy to follow, according to the wanted number of calibration points, in order to minimize the absolute error. Lastly, I assessed the detector's performances for dispersive spectroscopic measurements, using its signal-to-noise ratio, as a function of the observation wavelength, the scene temperature, and the spectral resolution.

The results of these tests are very satisfactory. They demonstrate that the detector can provide calibrated thermal images and proper mineralogical studies on objects such as the small bodies of the inner solar system.

These experimental results were then used to design a thermal spectro-imager called THERMAP for the Marco Polo R ESA mission, based on the uncooled micro-bolometer technology. THERMAP is a two channel spectro-imager with one channel dedicated to imaging, and one channel to spectroscopy, with one uncooled infrared micro-bolometer detector each. It includes a three mirror anastigmat system with an F-number of 2 both for imaging and to enter the spectroscopic channel. The latter includes an Offner relay with a spectral resolution of $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$. The switch from one channel to the other is performed with a movable mirror.

This thesis has allowed the LAM to establish collaborations with expert institutes of thermal infrared instrumentation for scientific space missions (the german space center DLR and the Institute of Astrophysics of the Canaries IAC) and to acquire the knowledge and the experimental means necessary to answer instrumental requests for proposal of this domain. THERMAP was selected by ESA in february 2013 to be part of the scientific payload of the Marco Polo R mission.

Sommaire

Résumé	vii
Abstract	ix
1 Introduction	1
1.1 Problématique scientifique	2
1.1.1 Lumière réfléchie	3
1.1.2 Émission thermique	4
1.2 État de l'art	6
1.2.1 Observations sol	7
1.2.2 Observations spatiales non-résolues	8
1.2.3 Observations spatiales résolues	9
1.3 Les motivations de la thèse	13
1.3.1 Progrès souhaités	13
1.3.2 Les micro-bolomètres dans le domaine spatial	14
1.3.3 Objectifs de la thèse	15
2 Étude du détecteur micro-bolométrique Nano640ETM	17
2.1 Principe de fonctionnement et théorie	18
2.1.1 Fonctionnement du détecteur	18
2.1.2 Paramètres critiques	22
2.2 Caractérisation du micro-bolomètre Nano640E TM en laboratoire	28
2.2.1 Le dispositif expérimental	29
2.2.2 Résultats de la caractérisation du détecteur Nano640E TM	32
2.3 Performances pour un autre dispositif expérimental	74
2.3.1 Influence sur la réponse du détecteur	74
2.3.2 Influence sur le NETD	74

3	Étalonnage radiométrique du détecteur	77
3.1	Étalonnage radiométrique du dispositif expérimental	78
3.1.1	Principe de l'étalonnage	78
3.1.2	Étude du nombre et du choix des températures de référence	80
3.2	Applications	93
3.2.1	Application en laboratoire	93
3.2.2	Application pour une cible astronomique : la Lune	96
4	Performances du détecteur en spectroscopie dispersive	101
4.1	La problématique	102
4.2	Approche expérimentale	102
4.2.1	Présentation du dispositif expérimental	102
4.2.2	Présentation des résultats	103
4.3	Spectres simulés	107
4.4	Performances pour un autre dispositif expérimental	117
4.4.1	Pour un système optique d'ouverture $N = 1$	117
4.4.2	Pour un système optique d'ouverture $N = 1,5$	120
4.4.3	Pour un système optique d'ouverture $N = 2$	123
5	Définition d'un concept instrumental pour la mission Marco Polo R	127
5.1	La mission Marco Polo R	128
5.1.1	Présentation	128
5.1.2	Objectifs scientifiques et charge utile	130
5.1.3	Le spectro-imageur infrarouge thermique (8-16 μm)	132
5.2	Étude préliminaire	132
5.2.1	Spécifications techniques	132
5.2.2	Imagerie	133
5.2.3	Spectroscopie	141
5.2.4	Étalonnage	150
5.3	L'instrument THERMAP	151
5.3.1	Modélisation optique du canal imagerie	151
5.3.2	Modélisation optique du canal spectroscopie	169
5.3.3	Discussion des ressources	173
5.4	Article SPIE (Brageot et al., 2012)	177

6	Conclusions et perspectives	187
6.1	Conclusions	188
6.2	Perspectives	189
6.2.1	Étude plus poussée des performances spectroscopiques	190
6.2.2	Les missions futures	190
6.2.3	Miniaturisation instrumentale	191
	Annexes	195
A	Les différentes technologies de détecteurs dans le domaine infrarouge thermique	197
A.1	Les détecteurs quantiques	197
A.1.1	Les détecteurs photo-conducteurs et photo-voltaïques	197
A.1.2	Les détecteurs à puits quantiques	199
A.2	Les détecteurs thermiques	201
A.2.1	Les détecteurs pyroélectriques	202
A.2.2	Les détecteurs thermoélectriques	203
A.2.3	Les détecteurs pneumatiques	204
A.3	Les matrices de micro-bolomètres	204
A.4	Avantages et inconvénients des micro-bolomètres	205
A.4.1	Par rapport aux détecteurs quantiques	205
A.4.2	Par rapport aux autres détecteurs thermiques	206
B	Transmission des filtres infrarouges à densité neutre	209
C	Rapport de l'étude de faisabilité d'un spectro-imageur infrarouge thermique pour la mission Marco Polo R	213
	Bibliographie	227

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Problématique scientifique	2
1.2	État de l'art	6
1.3	Les motivations de la thèse	13

1.1 Problématique scientifique

Les petits corps du système solaire (ex : astéroïdes, comètes, Centaures et objets Trans-Neptuniens) sont les résidus de la formation des planètes. Ils sont d'excellents traceurs des processus de formation et d'évolution du système solaire, d'où l'importance de leur étude. Afin de caractériser leurs propriétés physiques et chimiques à partir de leur observation, on dispose de deux sources d'informations : leur lumière réfléchie, provenant du soleil, et leur émission thermique de surface (Fig. 1.1).

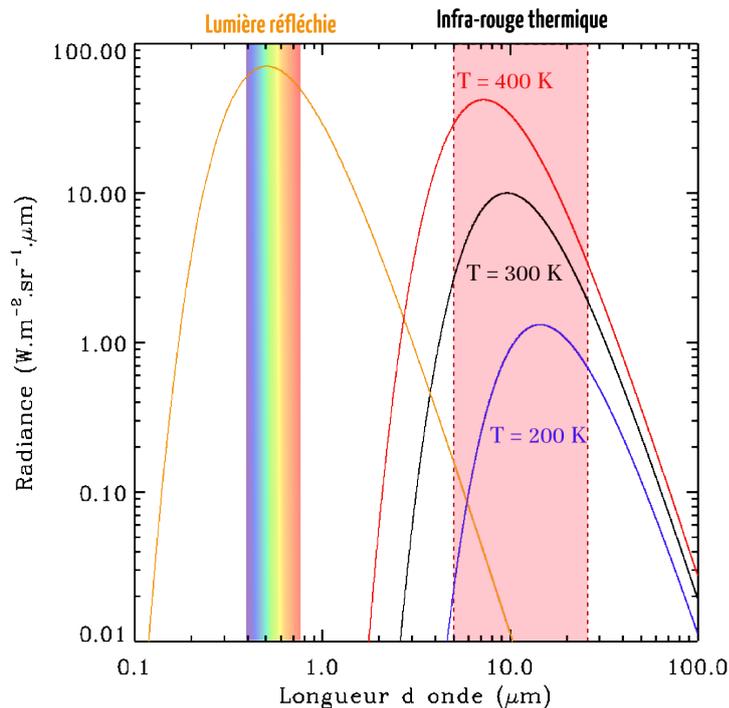


FIG. 1.1 – Lumière réfléchie et émission thermique à la surface d'un petit corps du système solaire situé à 1 UA du Soleil, pour trois températures T de surface différentes : $T = 200$ K, $T = 300$ K et $T = 400$ K. L'émissivité thermique de ce corps est supposée constante et égale à 0,9 (corps gris) et son albédo géométrique vaut 0,04.

Au delà de l'observation à l'oeil humain, la lumière réfléchie est étudiée depuis longtemps, depuis l'apparition des premières plaques photographiques à la fin 19ème siècle. En revanche, l'émission thermique infrarouge n'est étudiée que depuis la fin des années 1960, avec l'arrivée des premiers détecteurs pour l'imagerie infrarouge à usage civil. L'imagerie infrarouge pour l'astronomie s'est ensuite développée au cours des années 70 avec l'ouverture de plusieurs observatoires dédiés au domaine de l'infrarouge, dont les plus connus sont le télescope de 3.6 m de l'ESO (European Southern Observatory) à La Silla, l'IRTF (Infrared Telescope Facility) à Hawaii pour la NASA [72] et le UKIRT (United Kingdom Infra-Red Telescope), lui aussi à Hawaii, pour le Royaume Uni [47, 72].

1.1.1 Lumière réfléchie

L'étude de la lumière réfléchie ($\sim 0,3\text{-}3\ \mu\text{m}$) par un petit corps fournit des informations sur sa couleur, via la pente spectrale, et la composition de sa surface, via la présence ou non de bandes d'absorption.

1.1.1.1 Couleur d'un petit corps

La couleur d'un petit corps est déterminée en comparant sa réflectivité en fonction de la longueur d'onde avec celle du Soleil. Le rapport entre la réflectivité d'un corps et la réflectivité du Soleil donne sa pente spectrale. Le corps est rouge si la pente est positive (le corps réfléchit plus que le Soleil aux grandes longueurs d'onde), bleu si la pente est négative (le corps réfléchit plus que le Soleil aux courtes longueurs d'onde) ou neutre si la pente est nulle (le corps a un spectre solaire).

La couleur est un des critères utilisés pour classer les petits corps du système solaire en famille. A titre d'exemple, la très grande majorité ($>95\%$) des astéroïdes de la ceinture principale et des géocroiseurs sont de couleur rouge, à l'exception notable des astéroïdes de type B (ex : 2 Pallas). Le critère de couleur est toutefois rarement suffisant pour obtenir une classification satisfaisante et il est très souvent complété d'une caractérisation prenant en compte l'albédo et la morphologie spectrale (ex : taxonomie Bus-DeMeo pour les astéroïdes [26]).

La détermination de la couleur nécessite "seulement" de faire de la photométrie à large bande à l'aide d'au moins deux filtres, ce qui est beaucoup plus facile que de faire de la spectroscopie, avec un système dispersif par exemple. Cette relative facilité explique que la couleur d'un objet est quasiment toujours obtenue avant son spectre, et que la couleur est connue pour beaucoup plus d'objets que la composition spectrale.

1.1.1.2 Signatures spectrales

Le spectre d'un petit corps en lumière visible est principalement étudié entre $0,3\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$, là où l'émission thermique est négligeable ou peu importante (cf. Fig. 1.1). Le spectre visible fournit des informations essentielles pour contraindre la composition de surface car de nombreux minéraux et glaces ont des bandes d'absorption caractéristiques situées entre $0,3\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$. Par exemple, dans cette gamme spectrale on trouve les bandes d'absorption de silicates tels que le pyroxène, qui présente deux bandes d'absorption caractéristiques autour de $0,9$ et $1,8\ \mu\text{m}$ (ex : enstatite) ou autour de $1,0$ et $2,3\ \mu\text{m}$ (ex : diopside), et l'olivine, qui présente trois bandes d'absorption autour de $0,8\ \mu\text{m}$, $1,0\ \mu\text{m}$ et $1,3\ \mu\text{m}$. On trouve aussi les bandes d'absorption de différents types de glaces comme la glace d'eau qui a des bandes d'absorption situées autour de $1,5\ \mu\text{m}$, $2,0\ \mu\text{m}$ et $3,0\ \mu\text{m}$, et qui est le principal type de glace présent sur la surface des petits corps du système solaire interne.

1.1.2 Émission thermique

L'étude de l'émission thermique d'un petit corps du système solaire fournit des informations sur sa température en surface, via le flux intégré sur une bande spectrale donnée (ex : 8-14 μm), et sur sa composition de surface, via la présence ou non de bandes d'absorption dans la distribution spectrale en énergie.

1.1.2.1 Température de brillance

La température à la surface d'un petit corps et sa distribution spatiale (cartographie) permet d'aborder de nombreuses questions scientifiques liées entre autres aux processus physiques se déroulant à la surface (ex : absorption du rayonnement solaire, conduction, sublimation), aux propriétés physiques et thermiques de la surface (ex : rugosité, inertie thermique), au vieillissement spatial, ou encore aux effets Yarkovsky et YORP qui modifient lentement l'orbite et le pôle des petits corps. Toutes ces notions sont importantes pour mieux comprendre et contraindre les scénarios de formation et d'évolution des petits corps du système solaire.

Dans le cas d'un corps noir, la densité spectrale d'émission ou luminance spectrale $L^o(\lambda, T)$ est donnée par la loi de Planck :

$$L^o(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}] \quad (1.1)$$

où λ est la longueur d'onde, c est la vitesse de la lumière dans le vide, h est la constante de Planck, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température absolue du corps noir exprimée en Kelvin.

L'intégration de cette fonction sur toutes les longueurs d'onde et toutes les directions d'émission donne la densité de flux d'énergie ou densité de puissance $M^o(T)$ en $W.m^{-2}$, aussi appelée loi de Stefan-Boltzmann :

$$M^o(T) = \sigma T^4 \quad [W.m^{-2}] \quad (1.2)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut environ $5,67 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$.

D'après la loi de Wien, le maximum de ce spectre est inversement proportionnel à la température du corps noir considéré :

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{4,965 \cdot 10^{-3} \cdot k_B T} = \frac{2898}{T} \quad [\mu\text{m}] \quad (1.3)$$

avec la longueur d'onde λ_{max} exprimée en μm et la température du corps noir T exprimée en Kelvin.

Pour cette thèse, nous nous intéressons aux petits corps du système solaire interne, ayant une distance au soleil inférieure à 2,5 UA. La température de ces objets varie beaucoup, de plus de 600 K pour les astéroïdes géocroiseurs à moins de 200 K pour les astéroïdes externes de la ceinture principale. Ces températures correspondent à un maximum d'émission thermique compris entre 5 et 25 μm (Eq. (1.3)).

En pratique, les corps réels ne se comportent pas comme des corps noirs et n'absorbent pas toute l'énergie électromagnétique qu'ils reçoivent. Ils peuvent en réfléchir et/ou en

transmettre une partie, ce qui se traduit par une émissivité $\varepsilon(\lambda)$ inférieure à 1. L'émissivité d'un corps dépend essentiellement de sa composition et varie en fonction de la longueur d'onde. Dans l'équation de la densité spectrale d'émission (1.1), on voit donc apparaître le terme $\varepsilon(\lambda)$:

$$L(\lambda, T_b) = \varepsilon(\lambda)L^o(\lambda, T) \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}] \quad (1.4)$$

où T_b est la température de brillance du corps, qui dépend de la gamme spectrale d'observation.

Si on ne connaît pas la valeur de l'émissivité $\varepsilon(\lambda)$ d'un objet observé et sa dépendance en longueur d'onde, comme c'est le cas lors de l'observation de petits corps du système solaire, la mesure du flux émis par la surface de l'objet ne permet pas de remonter à sa température de surface réelle T mais seulement à une température dite de brillance T_b .

La levée de la dégénérescence émissivité/température de l'équation (1.4) est un problème complexe, rarement résolvable. Des solutions existent dans certains cas, en observant par exemple une même zone depuis le même endroit, à deux longueurs d'onde et à deux instants de la journée différents (ex : matin et midi) pour avoir deux températures différentes (cf. "Two-Temperature Method" [84]). Ces conditions très particulières ne sont toutefois quasiment jamais remplies dans le cadre d'une mission spatiale vers les petits corps et la dégénérescence émissivité/température ne peut donc pas être levée.

En l'absence d'information sur la distribution spectrale en énergie sur une gamme de longueur d'onde (par exemple 8-14 μm pour l'infrarouge thermique), l'étude de l'émission thermique d'un petit corps du système solaire permet de déterminer sa température de brillance, mais pas son émissivité absolue.

1.1.2.2 Signatures spectrales

Lorsque l'instrumentation le permet, il est possible d'avoir accès à la distribution spectrale en énergie dans l'infrarouge thermique. Cette distribution spectrale fournit des informations essentielles pour contraindre la composition de surface car de nombreux minéraux ont des bandes d'absorption caractéristiques situées dans l'infrarouge thermique, entre 5 μm et 25 μm . Il est ainsi possible de détecter les signatures spectrales des pics de Christiansen (8 à 9,5 μm), les bandes de Reststrahlen (9 à 12 μm et 14 à 25 μm) et les caractéristiques de transparence (11 à 13 μm), correspondant à la composition de la surface du corps observé. Les émissions caractéristiques des silicates à 10 et 20 μm , des bandes cristallines d'olivine (e.g. 11,3 et 24,0 μm) et de pyroxène (e.g. 15,6 et 26,5 μm) sont aussi identifiables dans cette bande de longueurs d'onde.

L'étude spectroscopique des petits corps du système solaire dans le domaine infrarouge thermique est tout particulièrement importante car c'est un domaine spectral qui présente des signatures minéralogiques même lorsqu'il n'y en a pas dans le domaine proche infrarouge. Par exemple, les astéroïdes de type C et D n'ont pas de bandes spectrales identifiables dans le proche infrarouge (1-3 μm) et doivent être étudiés dans le domaine infrarouge thermique [27, 29].

Le spectre d'un petit corps, à savoir son émissivité, s'obtient via l'Eq. (1.4), en divisant la distribution spectrale en énergie par le continuum, dans notre cas un corps noir à la température T . Comme la température physique de surface T est inconnue, il n'est pas possible de déterminer l'émissivité absolue mais uniquement l'émissivité relative à l'aide

de la température de brillance. Le plus souvent, la valeur d'émissivité relative obtenue est normalisée. On parle alors d'émissivité normalisée.

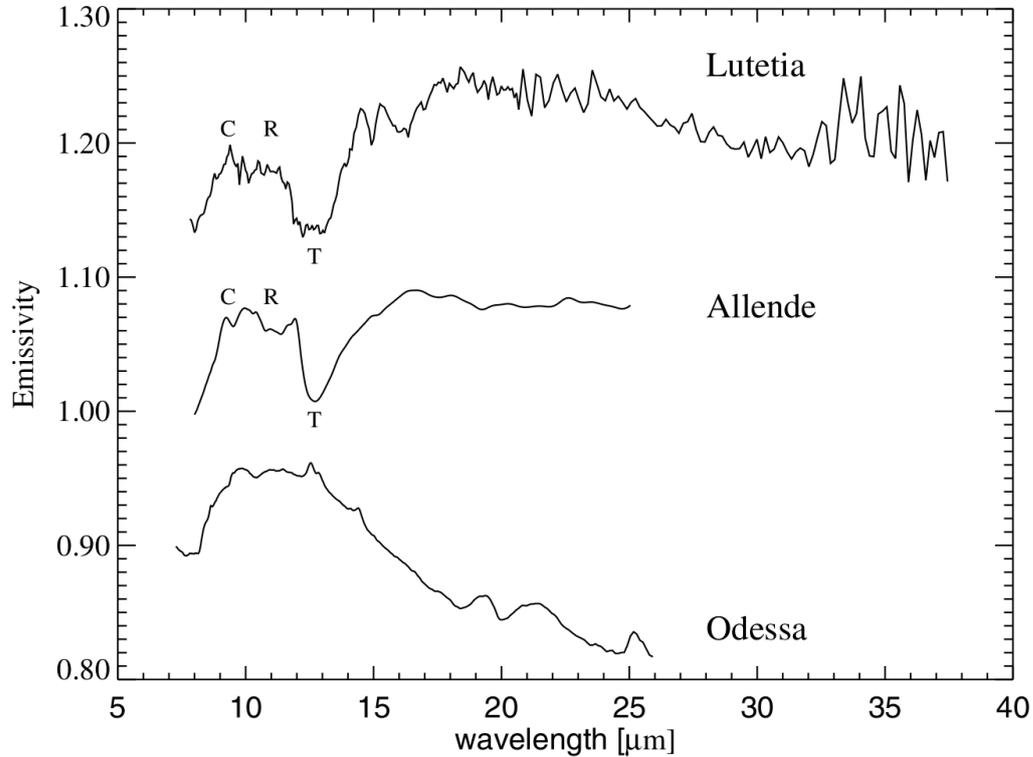


FIG. 1.2 – Moyenne de 14 spectres d'émissivité normalisée dans le domaine infrarouge thermique de l'astéroïde Lutetia obtenue à l'aide d'observations du télescope spatial Spitzer, comparé aux spectres d'émissivité des météorites Allende (d'après la base de données ASTER pour des particules d'une taille de 0 à 75 μm) et Odessa (d'après la base de données RELAB pour des particules d'une taille de 45 à 90 μm). Les spectres sont décalés pour les comparer plus facilement. Les bandes spectrales de Christiansen, Reststrahlen et de transparence sont indiquées respectivement par les lettres C, R et T [8].

Le domaine de longueur d'onde 5 à 25 μm , jusqu'à présent peu exploré, est très prometteur, surtout pour les petits corps du système solaire qui ne présentent pas ou très peu de bandes d'absorption de minéraux dans l'infrarouge proche, 1 à 5 μm .

1.2 État de l'art

L'observation des petits corps du système solaire interne dans le domaine infrarouge thermique (5-25 μm) peut être réalisée de trois façons différentes : avec un télescope au sol, avec un télescope spatial en orbite terrestre, ou à l'aide d'instruments à bord d'une mission spatiale effectuant un survol ou en orbite autour d'un objet.

1.2.1 Observations sol

Les observations depuis un télescope au sol présentent de nombreux avantages. Les plus grands télescopes actuels atteignent des diamètres pour le miroir primaire allant jusqu'à 10 m et la construction d'un télescope d'un diamètre de l'ordre de 40 m est actuellement en cours (E-ELT pour "European Extremely Large Telescope"). Ces surfaces de plus en plus grandes ont pour but d'augmenter la quantité de photons collectés tout en augmentant la qualité image, en diminuant la taille de la tâche de diffraction. De plus, les instruments placés au plan focal de tels télescopes n'ont pas les contraintes de masse et de tenue aux radiations de l'instrumentation spatiale et peuvent bénéficier d'une maintenance régulière. Les instruments refroidis à des températures cryogéniques peuvent ainsi fonctionner en continu.

Par contre, comme on cherche à observer des objets à la fois petits et distants, on observera uniquement des objets non-résolus et de faible flux. Les observations dans le domaine infrarouge thermique imposent aussi d'utiliser un instrument avec un système optique ayant un nombre d'ouverture plus faible que pour des observations dans le domaine visible pour ne pas avoir une tâche de diffraction de taille trop importante par rapport à la taille des pixels du détecteur utilisé.

La limite principale à l'observation des petits corps dans l'infrarouge thermique depuis le sol est l'atmosphère terrestre qui absorbe une grande partie de leur rayonnement, sauf dans trois fenêtres spectrales étroites, de 8 à 9 μm , de 10 à 12 μm , et de 17 à 26 μm (cf. Fig. 1.3).

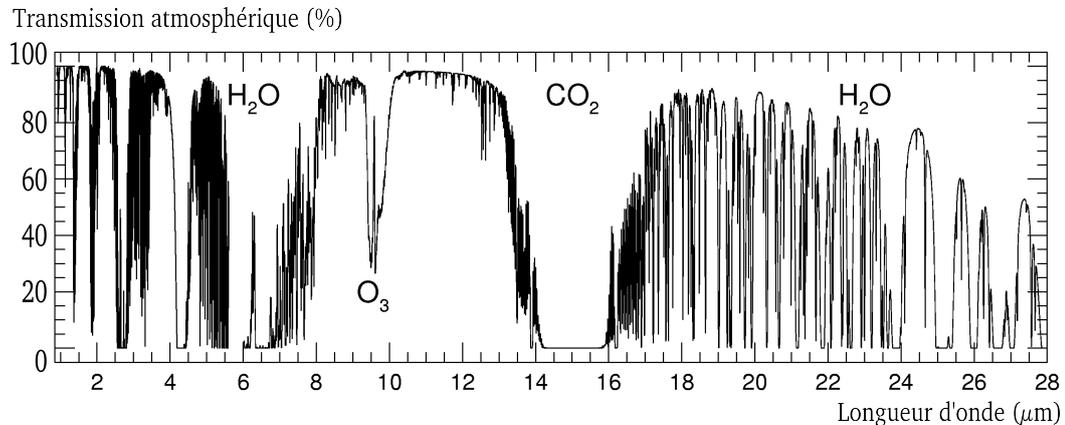


FIG. 1.3 – Transmission de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde.

Par ailleurs, les observations dans ces fenêtres spectrales sont brouillées par les turbulences atmosphériques, qui dévient les rayons lumineux d'un angle variable au cours du temps. La déformation de l'image résultante peut néanmoins être en partie compensée par l'utilisation d'un système d'optique adaptative [74]. Enfin, de par sa température et la présence de poussières, l'atmosphère terrestre rayonne fortement dans l'infrarouge thermique. Ce fond thermique atmosphérique complique l'observation des petits corps et il faut s'en affranchir en effectuant par exemple des observations dites "on/off" ("on" source, et "off" source) pour soustraire ce fond.

A titre d'exemple, l'instrument MIRS (‐Mid-Infrared Spectrometer and Imager‐) de l'IRTF (‐Infrared Telescope Facility‐) peut réaliser des images comme des spectres infrarouges thermiques de $8\ \mu\text{m}$ à $14\ \mu\text{m}$ et de $17\ \mu\text{m}$ à $26\ \mu\text{m}$ [48]. A l'aide de cet instrument, de nombreuses observations infrarouges thermiques non résolues de comètes et d'astéroïdes ont déjà pu être réalisées [80, 11, 15]. Il en va de même pour les instruments VISIR (‐VLT Imager and Spectrometer for mid Infrared‐) situé au foyer Cassegrain du télescope VLT (‐Very Large Telescope‐) Melipal de 8,2 mètres de diamètre, et CanariCam installé au foyer du télescope ‐Gran Telescopio Canarias‐ (GTC) de 10 mètres de diamètre.

Pour effectuer des observations infrarouges thermiques sur toute la gamme de longueurs d'onde comprise entre 5 et $25\ \mu\text{m}$, la seule solution est de s'affranchir de l'atmosphère terrestre et donc d'utiliser un télescope situé dans l'espace.

1.2.2 Observations spatiales non-résolues

L'observation à l'aide d'un télescope spatial permet de s'affranchir des effets de l'atmosphère terrestre mais est sujette à d'autres contraintes. Pour commencer, le diamètre d'un télescope spatial ne pourra pas être aussi grand que sur Terre, essentiellement pour des questions de masse au lancement (limitée par exemple à 10 tonnes pour une Ariane 5) et d'encombrement réduit (limitée par exemple à $<4\ \text{m}$ de diamètre pour Ariane 5). De plus, le télescope spatial et ses instruments devront respecter de nombreuses contraintes spécifiques, telles que une alimentation électrique limitée, une résistance aux vibrations importantes lors du décollage, une excellente fiabilité et une autonomie de fonctionnement sur toute la durée de la mission spatiale car il n'y a en principe pas de possibilité de réparation une fois dans l'espace (à l'exception du très médiatique Hubble Space Telescope). Enfin et surtout, le télescope et ses instruments doivent résister à l'environnement spatial c'est-à-dire au vide, aux radiations spatiales et aux cyclages thermiques s'ils sont exposés à une alternance jour-nuit.

Malgré ces difficultés de réalisation et d'opération, plusieurs télescopes spatiaux spécialisés dans le domaine infrarouge ont déjà été lancés avec succès et ont observé les petits corps du système solaire interne. Par ordre chronologique de lancement nous pouvons mentionner IRAS en 1983 (‐Infrared Astronomical Satellite‐, NASA, 57 cm de diamètre), ISO [18] en 1995 (‐Infrared Space Observatory‐, ESA, 70 cm de diamètre), Spitzer en 2003 (85 cm de diamètre, NASA) et WISE en 2009 (‐Wide-Field Infrared Survey Explorer‐, NASA, 40 cm de diamètre). Tous ces télescopes ont permis de réaliser des observations non-résolues de nombreux petits corps du système solaire, comme par exemple à travers les programmes ‐Asteroid and Comet Survey‐ [61] de IRAS ou SEPPCoN (‐Survey of the Ensemble Physical Properties of Cometary Nuclei‐) [31] et ‐ExploreNEOs‐ [79] de Spitzer. Plus récemment, le télescope WISE a permis de découvrir plus de 33 000 astéroïdes dans la ceinture principale, 134 géocroiseurs et 20 comètes lors de ses campagnes d'observation du système solaire [58].

Malheureusement, comme pour les observatoires au sol, les télescopes spatiaux actuels ne permettent pas de résoudre spatialement les petits corps observés, à de très rares exceptions telle que l'observation de l'astéroïde Vesta par le télescope spatial Hubble [57]. Pour obtenir des images résolues, il n'y a pas d'autre solution que de se rapprocher de la cible dans le cadre d'une mission spatiale passant à proximité de l'objet (survol), ou se

mettant en orbite autour de lui (rendez-vous).

1.2.3 Observations spatiales résolues

Plusieurs missions spatiales sont déjà allées à la rencontre de comètes et d'astéroïdes. En tout, cinq comètes et une dizaine d'astéroïdes ont été observés in-situ par des sondes spatiales, lesquelles nous ont fournis des images spectaculaires de ces objets (cf. Fig. 1.4). La grande majorité de ces observations d'astéroïdes et de noyaux cométaires ont été réalisées dans le domaine de longueur d'onde visible (0.3-1 μm). Les observations infrarouges sont plus rares et ont toutes été réalisées dans l'infrarouge proche (1-5 μm), jamais dans le domaine infrarouge thermique (5-25 μm) pourtant scientifiquement prometteur (voir section 1.1.2). Pour le système solaire interne, seule la Lune (ex : instrument Diviner à bord de la sonde Lunar Reconnaissance Orbiter [68]) et Mars (ex : instrument THEMIS à bord de la sonde Mars Odyssey [19]) ont ainsi été observées dans l'infrarouge thermique.

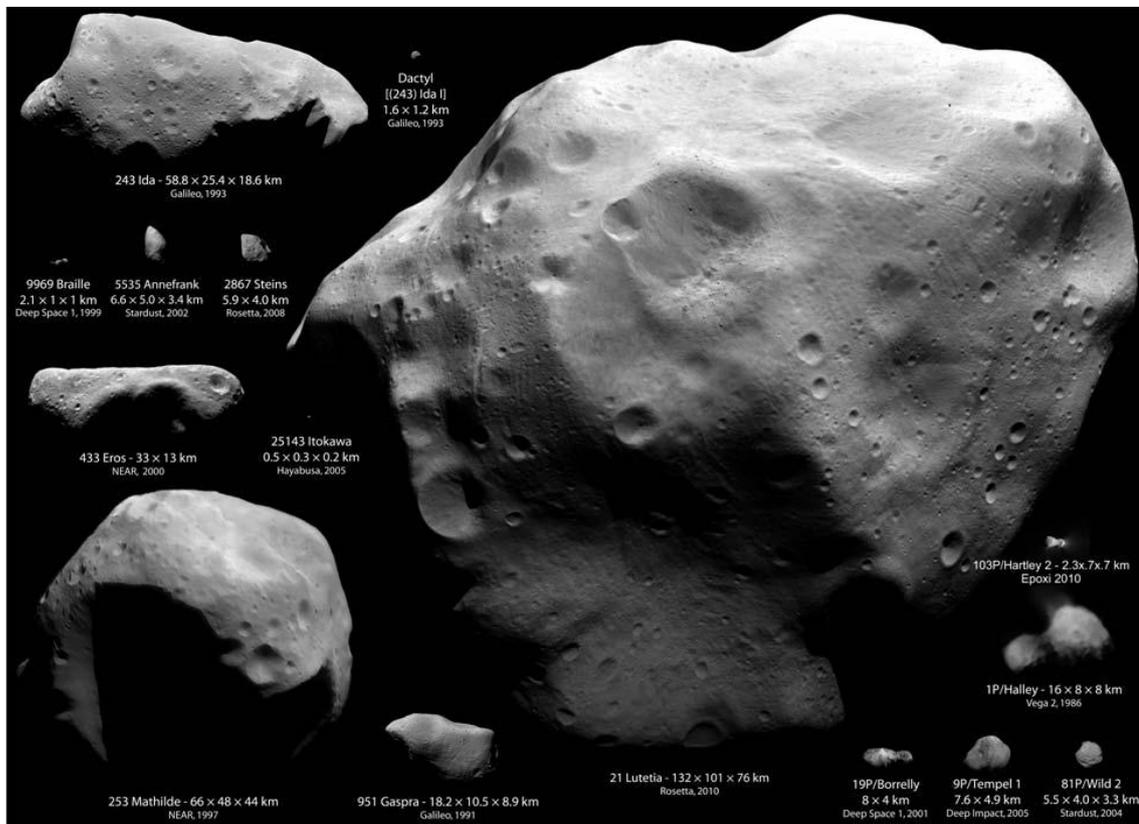


FIG. 1.4 – Astéroïdes et comètes ayant été visités par une sonde spatiale, jusqu'en 2010. (Montage de Emily Lakdawalla. *Ida*, *Dactyl*, *Braille*, *Anefrank*, *Gaspra*, *Borrelly* : NASA/JPL/Ted Stryk. *Steins*, *Lutetia* : ESA/équipe OSIRIS. *Eros* : NASA/JHUAPL. *Itokawa* : ISAS/JAXA/Emily Lakdawalla. *Mathilde* : NASA/JHUAPL/Ted Stryk. *Halley* : Académie des sciences de Russie/Ted Stryk. *Tempel 1*, *Hartley 2* : NASA/JPL/UMD. *Wild 2* : NASA/JPL.)

Les trois seuls instruments ayant réalisés des observations infrarouge (1-5 μm) de petits corps sont : i) l'instrument VIRTIS de la sonde Rosetta (ESA), qui a observé les astéroïdes Steins (en 2008) et Lutetia (en 2010), ii) l'instrument HRI-IR de la sonde Deep Impact (NASA), qui a observé les noyaux cométaires 9P/Tempel 1 (en 2005) et 103P/Hartley 2 (en 2010), et iii) l'instrument VIR de la sonde Dawn (NASA), qui a observé l'astéroïde Vesta (en 2011) et se dirige actuellement vers Ceres (en 2015).

L'instrument VIRTIS :

VIRTIS ("Visible Infrared Thermal Imaging Spectrometer") est composé de l'association d'un spectro-imageur visible-proche infrarouge (VIRTIS-M) et d'un spectromètre infrarouge à dispersion croisée (VIRTIS-H) [22]. Il comporte donc deux voies infrarouges observant entre 1 et 5 μm avec des résolutions spectrales différentes ($R \sim 200$ pour VIRTIS-M et $R \sim 1500$ pour VIRTIS-H) et utilisant chacune un détecteur en Tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) refroidi activement à une température de fonctionnement comprise entre 65 et 90 K à l'aide d'un système cryogénique à cycle de Stirling.

A bord de la mission Rosetta, actuellement en route vers la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko qu'elle atteindra en août 2014, VIRTIS a déjà observé deux astéroïdes de la ceinture principale : 2867 Steins et 21 Lutetia. Les données de VIRTIS ont permis d'obtenir entre autres la carte de température de surface de ces astéroïdes (Fig. 1.5) et de déterminer leur inertie thermique. Les températures de surface de ces deux objets sont comparables, comprises entre 170 et 230 K (côté jour), mais leur inertie thermique est différente, $\sim 25 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$ pour Lutetia et $200 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$ pour Steins [56, 23]. A titre de comparaison la Lune a une inertie thermique de $\sim 50 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$.

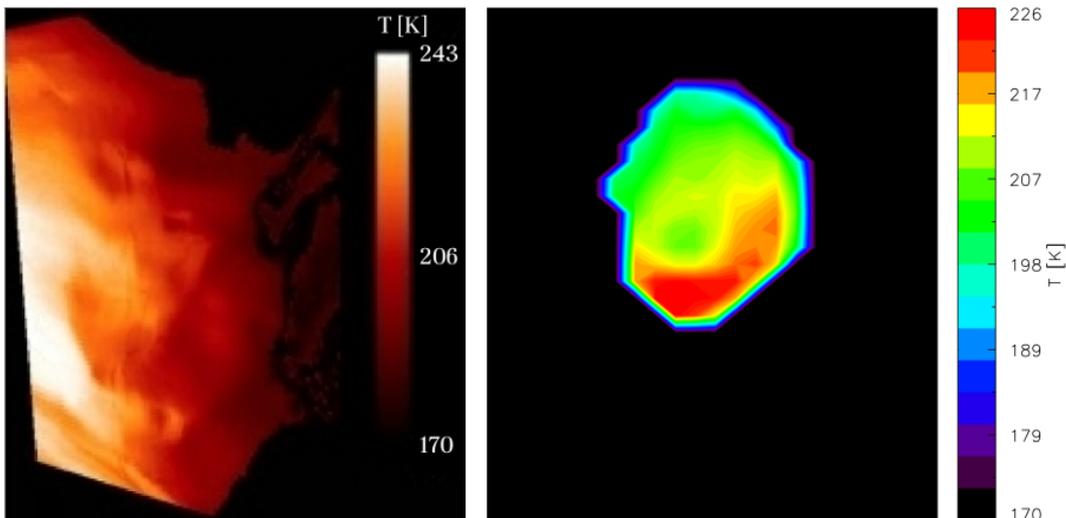


FIG. 1.5 – Cartes de température de surface des astéroïdes 21 Lutetia (à gauche) et Steins (à droite) établies à partir des données de l'instrument VIRTIS sur la sonde Rosetta (ESA) [56, 23].

L'instrument VIR :

VIR ("Visual and Infrared Imaging Spectrometer") est un spectro-imageur visible et infrarouge réalisé par l'INAF (Institut National d'Astrophysique en Italie) à bord de la mission Dawn (NASA) utilisant un seul ensemble optique pour couvrir les longueurs d'onde allant de 0,25 à 1 μm et de 1 à 5 μm [25]. Cet instrument est inspiré de la voie M de l'instrument VIRTIS, et son détecteur proche infrarouge est en Tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe), refroidi à 75 K par un système cryogénique.

La mission Dawn est dédiée à la caractérisation des astéroïdes Vesta et Cérés dans la ceinture principale. Depuis son lancement en 2007, Dawn a déjà pu étudier Vesta en se mettant en orbite autour en 2011. A cette occasion, l'instrument VIR a réalisé des cartes de température de la surface de Vesta (Fig. 1.6) montrant que sa température de surface est comprise entre 120 et 150 K (côté jour) pour un inertie thermique comprise entre 25 et 35 $\text{J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$ [16]. La mission se conclura en 2015 avec les observations de Cérés.

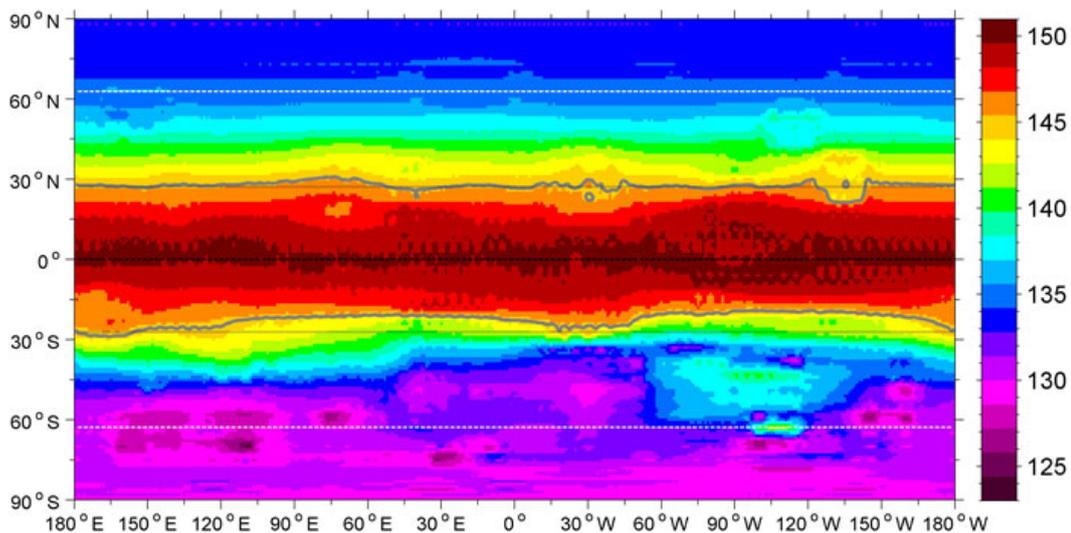


FIG. 1.6 – Carte de température de la surface de Vesta le jour établie à partir des données de l'instrument VIR sur la sonde Dawn (NASA) [78].

L'instrument HRI-IR :

HRI-IR ("High Resolution Instrument-InfraRed") désigne le spectromètre infrarouge faisant partie de l'instrument haute résolution HRI embarqué à bord de la mission Deep Impact pour caractériser la comète 9P/Tempel 1 [42]. Comme VIRTIS et VIR, il effectue ses mesures entre 1 et 5 μm à l'aide d'un détecteur en Tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe), refroidi passivement à des températures de fonctionnement cryogéniques (<85 K). Suite à son succès en juillet 2005, la mission Deep Impact a été prolongée sous le nom d'EPOXI ("Extrasolar Planet Observation and Deep Impact Extended Investigation") afin survoler la comète 103P/Hartley 2 en novembre 2010.

Les données de HRI-IR des noyaux cométaires Tempel 1 et Hartley 2 ont permis d’obtenir entre autres la carte de température de leur surface (Fig. 1.7) et de déterminer leur inertie thermique. Les températures de surface de ces deux objets sont comprises entre 280 et 370 K (côté jour) et leur inertie thermique est inférieure à $45 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$ pour Tempel 1 et inférieure à $250 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$ pour Hartley 2 [39, 38, 40].

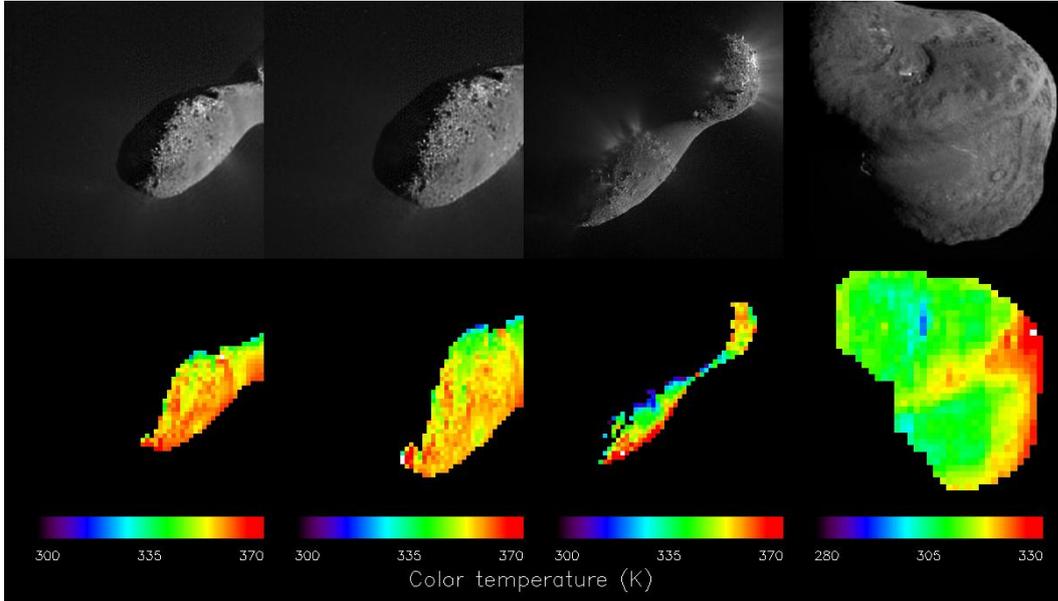


FIG. 1.7 – Cartes de température de surface (en bas) comparées aux images visibles (en haut) obtenues des noyaux cométaires de Hartley 2 (3 couples d’images à gauche) et Tempel 1 (1 couple d’images à droite) à partir des données de l’instrument HRI-IR sur la sonde Deep Impact (NASA) [39, 40].

Limites instrumentales :

Ces trois instruments ont été utilisés pour mesurer l’émission thermique de petits corps dans le domaine de longueur d’onde allant de 1 à $5 \mu\text{m}$, loin du pic d’émission situé au-delà de $10 \mu\text{m}$ pour un corps dont la température de surface moyenne est de l’ordre de 200 à 350 K. Ils sont donc limités au régime de Wien et ne fournissent qu’un échantillonnage très incomplet de la distribution spectrale en énergie.

De plus, les détecteurs infrarouges utilisés pour VIRTIS, HRI-IR et VIR sont tous basés sur la technologie des semi-conducteurs HgCdTe, et doivent donc être refroidis à des températures cryogéniques ($<90 \text{ K}$) pour minimiser leur bruit. Ce refroidissement peut être réalisé activement à l’aide d’un système de refroidissement cryogénique ou passivement à l’aide d’un radiateur vers le fond de ciel, mais dans tous les cas cela ajoute de la masse et du volume à l’instrument. Les instruments VIRTIS, HRI-IR et VIR sont donc tous de ”gros” instruments, avec une masse supérieure à 20 kg pour VIRTIS et HRI-IR et supérieure à 14 kg pour VIR.

Pour finir, ces trois instruments sont des spectromètres à fente qui réalisent des images par balayage de la surface en utilisant : i) un miroir de balayage pour VIRTIS, ii) le

pointage de la sonde pour HRI-IR, ou iii) la technique du pushbroom pour VIR. Ces trois solutions ont toutes leurs limites. Pour VIRTIS, il faut avec un mécanisme (miroir) supplémentaire, pour HRI-IR cela complique les opérations de la sonde Deep Impact, et pour VIR cela requiert une bonne connaissance à priori de l'objet, dont ses paramètres de rotation, ainsi que des orbites stables permettant le pushbroom et donc un objet de forme plutôt sphérique et gros (plusieurs centaines de kilomètres). Sur ce dernier point, le pushbroom n'est donc à priori pas adapté aux astéroïdes et comètes, trop petits et de formes irrégulières.

En conclusion, aujourd'hui l'instrument idéal pour l'observation thermique (5-25 μm) des petits corps du système solaire n'existe pas et reste à développer.

1.3 Les motivations de la thèse

1.3.1 Progrès souhaités

Comme nous l'avons vu précédemment les instruments infrarouges ayant observés des astéroïdes ou des comètes sont actuellement limités et des progrès sont souhaitables pour améliorer la situation. Trois pistes peuvent être explorées.

Pour commencer, pour maximiser le flux et couvrir une bonne fraction de la distribution spectrale en énergie, il serait plus judicieux de réaliser des images de ces petits corps dans une large bande passante située proche de leur pic d'émission thermique, c'est à dire entre 5 μm et 25 μm (cf. Fig. 1.1). Sachant que les bandes spectrales caractéristiques des minéraux se situent principalement autour de 8-12 μm , il faudrait faire de la spectroscopie de préférence à ces longueurs d'onde.

Ensuite, pour garantir une bonne flexibilité des opérations et limiter les contraintes sur la sonde, il faut un instrument avec une réelle capacité d'imagerie, comme pour une caméra dans le visible. L'utilisation d'un détecteur bi-dimensionnel de grandes dimensions (beaucoup de "pixels") semble donc tout à fait indiqué pour réaliser rapidement des images détaillées d'une grande zone, sans avoir à recourir à un mécanisme interne à l'instrument tel qu'un miroir de balayage ou au mode de reconstruction d'image pushbroom, inadapté pour les petits corps. Par ailleurs, seule une caméra thermique permettra de suivre sur toute la surface l'évolution de la température, qui change rapidement à l'échelle de quelques minutes.

Enfin, pour obtenir un instrument spatial le plus petit et léger possible, un détecteur de technologie non-refroidie serait fortement souhaitable, pourvu qu'il soit assez sensible pour remplir les objectifs scientifiques de la mission. Les détecteurs quantiques basés sur le comptage des photons incidents type HgCdTe sont très sensibles (NETD < 10 mK à 300K et F/D=1) mais doivent être refroidis pour diminuer le bruit de mesure dû à l'agitation thermique interne au détecteur. Les détecteurs thermiques quant à eux sont moins sensibles que les détecteurs quantiques (NETD de l'ordre de 30 à 100 mK à 300K et F/D=1), mais ne nécessitent en revanche pas de refroidissement.

En conclusion, une technologie de détecteur infrarouge non refroidi, disponible sous forme d'une matrice d'un grand nombre de pixels et optimisée pour des observations dans un domaine de longueurs d'onde relativement étendu autour de 10 μm , serait donc idéale

pour notre problématique d'observation in-situ des petits corps du système solaire interne. Parmi les technologies existantes (cf. Annexe A), celle des micro-bolomètres remplit tout ces critères et semble donc très prometteuse, d'où l'intérêt de leur étude dans le cadre de cette thèse.

1.3.2 Les micro-bolomètres dans le domaine spatial

Un micro-bolomètre est un détecteur thermique sensible entre 8 et 18 μm , dont la résistance électrique change en fonction de la température. Les micro-bolomètres sont assemblés en matrice pour former des capteurs bi-dimensionnel. Ce sont des détecteurs non-refroidis, opérant à température ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$). Leur principe de fonctionnement détaillé est expliqué dans le chapitre suivant (cf. section 2.1).

Les premiers micro-bolomètres non-refroidis à base de silicium amorphe ont été développés en France dans les années 90 par le CEA-LETI (technologie reprise par la société ULIS). La relative nouveauté des micro-bolomètres et l'intense compétition technologique qu'ils suscitent dans le domaine industriel laissent présager de nombreuses améliorations dans leur futur proche. La tendance actuelle d'évolution de ces détecteurs est : i) l'augmentation de la taille des matrices, qui atteignent aujourd'hui 1024×768 pixels, ii) la diminution de la taille des pixels, qui au début de cette thèse était de 25 μm de côté mais atteint désormais 17 μm de côté, iii) l'augmentation de la fréquence maximale d'affichage des images du détecteur, limitée par le temps de réponse, qui est d'environ 60 Hz actuellement pour correspondre aux normes des écrans classiques, iv) la diminution du niveau de bruit, illustré par le NETD qui vaut aujourd'hui quelques dizaines de milliKelvin (NETD de l'ordre de 30 mK à 300K et $F/D=1$).

Cette évolution rapide de la technologie des micro-bolomètres non-refroidis n'a pas manqué de susciter l'intérêt pour leur utilisation au sein d'instruments spatiaux. Plusieurs générations de micro-bolomètres ont ainsi déjà été qualifiés pour un usage spatial civil et militaire. Concernant les applications spatiales civiles, au moins six missions ont à leur bord des instruments utilisant ce type de détecteur :

- Le spectro-imageur THEMIS ("Thermal Emission Imaging System") [20], à bord la mission Mars Odyssey, lancée en 2001 pour étudier la minéralogie de la surface de Mars.
- L'instrument d'imagerie infrarouge IIR, à bord du mini-satellite CALIPSO [87] ("Cloud Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations"), lancé en 2006 pour améliorer la modélisation de l'évolution du climat.
- L'instrument IASI [21] (Interféromètre Atmosphérique de Sondage Infrarouge), à bord du satellite METOP ("Meteorological Operational satellite programme"), lancé en 2006 pour améliorer les prévisions météorologiques à moyen terme.
- Les deux caméras MIR 1 et MIR 2 [76], à bord de la sonde LCROSS [76] ("Lunar CRater Observation and Sensing Satellite"), lancée en 2009 pour détecter un flash en température dû à un impact intentionnel sur la Lune.
- La caméra infrarouge thermique NIRST ("New Infra-Red Sensor Technology") [53], à bord du satellite SAC-D ("Satellite pour applications scientifiques D"), lancé en 2011 pour comprendre les interactions entre les courants des océans, le cycle de l'eau et le climat.

- Le spectromètre MERTIS (“Mercury Thermal Imaging Spectrometer”) [62], à bord de la mission BepiColombo [10], qui sera lancée en 2015 pour cartographier la composition minéralogique de Mercure.

C’est dans ce contexte prometteur qu’une étude de qualification spatiale a été lancée en 2009 au Centre National d’Études Spatiales (CNES) à Toulouse, pour tester la dernière génération de micro-bolomètres non-refroidis. Les tests se sont concentrés sur le micro-bolomètre à base de silicium amorphe $Nano640E^{TM}$ de la société ULIS (Grenoble), d’une taille de 640 par 480 pixels. Des tests de tenue du détecteur en vibration, aux cyclages thermiques, et au vieillissement par irradiations ont été réalisés à cette occasion, avec succès. Je me suis donc plus particulièrement intéressée à ce détecteur $Nano640E^{TM}$ lors de ma thèse.

1.3.3 Objectifs de la thèse

Cette thèse a été effectuée dans le but d’atteindre trois objectifs principaux :

Profiter des développements technologiques récents sur les micro-bolomètres pour tester leurs applications en imagerie et en spectroscopie dans le cadre d’une mission spatiale vers un petit corps du système solaire.

Nous avons vu que les micro-bolomètres non-refroidis présentent de nombreux avantages pratiques pour une utilisation en instrumentation spatiale par rapport aux autres types de détecteurs infrarouges thermiques. C’est pourquoi six missions spatiales y ont déjà fait appel afin d’observer la Terre, la Lune, Mars et Mercure. Leurs capacités en spectroscopie ont été testées pour réaliser l’étude de la minéralogie de Mercure avec l’instrument MERTIS de la mission Bepi-Colombo. Mais, réaliser le même type d’étude sur la surface d’un astéroïde géocroiseur demande une sensibilité du détecteur bien plus grande, car pour une température de surface d’un astéroïde de l’ordre de 300 K, il y a environ 30 fois moins de flux infrarouge que sur Mercure dont la température de surface peut atteindre 700 K. L’objectif est donc de découvrir les limites du micro-bolomètre $Nano640E^{TM}$ (ULIS) en étudiant sa sensibilité en imagerie et en spectroscopie.

Répondre aux appels d’offre instrumentaux des agences spatiales pour les futures missions spatiales vers les petits corps du système solaire.

La mission Marco Polo R [7] de l’Agence Spatiale Européenne ESA est une mission de retour d’échantillon d’astéroïde géocroiseur primitif. La cible actuelle de cette mission est l’astéroïde géocroiseur 2008 EV5. Marco Polo R est candidate pour devenir la troisième mission de classe moyenne du programme “Cosmic Vision” de l’ESA dont le lancement est prévu pour 2022. La charge utile de Marco Polo R comporte un spectro-imageur infrarouge thermique (5-25 μm). Ses objectifs scientifiques sont la caractérisation de l’environnement thermique de la surface de l’astéroïde, la cartographie de la composition en surface, et la caractérisation du site de prélèvement d’échantillon. Un premier appel pour réaliser une étude instrumentale d’un an (au cours de 2012) a été lancé fin 2011. Un second appel pour sélectionner les instruments de la charge utile a été lancé fin 2012. Les instruments seront sélectionnés en février 2013 et le choix final de la mission M3 sera connu fin 2013.

Le calendrier de la mission Marco Polo R offre donc une opportunité unique de mettre en valeur les résultats de cette thèse, qui s'est déroulée de 2009 à 2012, en répondant aux appels d'offres instrumentaux de cette mission.

Développer une expertise dans le domaine infrarouge thermique au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.

Le laboratoire d'Astrophysique de Marseille, au sein duquel j'ai effectué cette thèse, s'est déjà distingué par sa participation instrumentale à de nombreuses missions d'observations astronomiques depuis l'espace ou depuis le sol. Dans le domaine ultra-violet (UV : 100 nm à 400 nm), on peut citer entre autres la contribution à la réalisation du satellite d'imagerie à grand champ ultra-violet GALEX (Galaxy Evolution Explorer), lancé en avril 2003, via la fourniture de son concept optique, d'éléments clés de l'ensemble arrière du plan focal et d'algorithmes pour la correction a posteriori des mouvements du satellite. Dans le domaine visible (400 nm à 800 nm), le coronographe LASCO-C2 embarqué sur le satellite SOHO pour observer la couronne solaire et la caméra à très haute résolution "OSIRIS - Narrow Angle camera" (NAC) de la mission spatiale Rosetta vers la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko ont notamment été réalisés partiellement au LAM. Dans le domaine proche infrarouge (800 nm à 5 μm), le LAM est par exemple l'institut responsable de la conception et l'intégration de l'instrument SPHERE/IRDIS, futur imageur à haute dynamique pour le grand télescope au sol "Very Large Telescope" (VLT) de l'Observatoire Européen Austral (ESO) au Chili, dédié à l'imagerie directe et à la spectroscopie basse résolution de planètes extrasolaires. Enfin dans le domaine de l'infrarouge lointain (25 μm à 1000 μm), le dessin optique, les miroirs et certains mécanismes de la caméra infrarouge SPIRE à bord du télescope spatial Herschel, dédiée à l'observation des galaxies en formation, ont été effectués au LAM. Cependant, jusqu'au début de ma thèse, le laboratoire d'Astrophysique de Marseille n'avait encore jamais participé à la réalisation d'un instrument dans le domaine infrarouge thermique (5 μm à 25 μm). Développer cette nouvelle expertise afin de donner la possibilité au laboratoire de participer à la réalisation d'instruments infrarouges thermiques pour des applications scientifiques spatiales faisait donc partie intégrante des objectifs de ma thèse.

Chapitre 2

Étude du détecteur micro-bolométrique Nano640ETM

Sommaire

2.1	Principe de fonctionnement et théorie	18
2.2	Caractérisation du micro-bolomètre Nano640E TM en labo- ratoire	28
2.3	Performances pour un autre dispositif expérimental	74

Dans ce chapitre, je présente l'étude que j'ai menée pour la caractérisation détaillée du détecteur micro-bolométrique Nano640ETM de 640 × 480 pixels de la société ULIS. Je présente le principe de fonctionnement des micro-bolomètres dans un premier temps (2.1), puis les résultats sur la caractérisation détaillée du détecteur (2.2).

2.1 Principe de fonctionnement et théorie

2.1.1 Fonctionnement du détecteur

2.1.1.1 Principe

Le principe de fonctionnement des détecteurs micro-bolométriques non refroidis repose sur une surface active en matériau conducteur ou semi-conducteur, en général en oxyde de vanadium (VOx) ou en silicium amorphe (a-Si), dont la résistance électrique varie avec sa température [73]. Ce matériau est relié à une surface absorbante pour les rayons infrarouges et polarisé en tension ou en courant afin de mesurer la variation de résistance correspondant au flux lumineux absorbé. Contrairement aux bolomètres, les micro-bolomètres ne nécessitent pas de refroidissement car leur surface active est miniaturisée et volontairement isolée au maximum des transferts de chaleur par conduction et par convection, de façon à ce qu'elle ne soit sensible qu'aux radiations infrarouges qu'elle reçoit. Organisés en une matrice de surfaces actives indépendantes les unes des autres, les micro-bolomètres permettent à leurs utilisateurs de réaliser de l'imagerie thermique [65].

Les transferts de chaleur par convection peuvent être évités en s'assurant que la surface active est sous vide. En dehors du cas d'une utilisation dans le vide spatial, cela suppose de mettre le détecteur dans une cavité vide ayant une fenêtre, transparente aux rayonnements infrarouges, pour la refermer. En général, le germanium (*Ge*) est le matériau choisi pour cette fenêtre. En fonction des besoins, d'autres matériaux peuvent néanmoins être utilisés comme le séléniure de zinc (*ZnSe*), le sulfure de zinc (*ZnS*) et le Saphir (*Al₂O₃*), pour n'en citer que trois [43], et correspondant tous à des bandes passantes et des caractéristiques légèrement différentes.

La conduction, quant à elle, ne peut être complètement évitée car, en pratique, la surface active doit être fixée sur un support. De plus, pour mesurer sa résistance électrique variable, il faut la polariser en tension ou en courant, afin de mesurer la variation de courant ou de tension résultante. Cela suppose d'utiliser au moins deux contacts électriques avec la surface active (voir Fig. 2.1). Ces deux contacts sont donc optimisés pour avoir à la fois une résistance électrique minimale et une résistance thermique maximale. Le support doit être stabilisé en température très précisément (<10 mK) afin de ne pas devenir le facteur limitant de la mesure.

La position surélevée de la surface active offre un avantage supplémentaire en terme d'efficacité d'absorption. En effet, les photons n'ayant pas interagi avec la surface lors de leur premier passage peuvent être renvoyés vers elle une deuxième fois grâce à un réflecteur placé sur son support. De plus, si la distance entre la surface active et ce réflecteur est fixée à un quart de la longueur d'onde du rayonnement que l'on cherche à détecter, l'efficacité est encore augmentée car on obtient une cavité résonnante optique (voir Fig. 2.2). La majorité des micro-bolomètres disponibles dans le commerce sont optimisés pour détecter des rayonnements correspondant à un corps noir à 300 K [73, 65], ce qui correspond à un pic d'émission autour de 10 μm et donc à une cavité quart d'onde de 2,5 μm de profondeur.

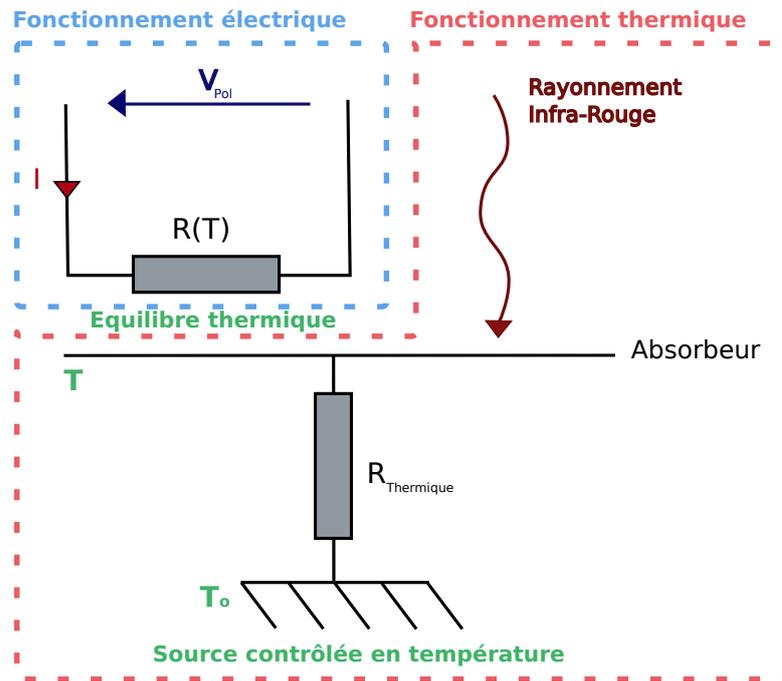


FIG. 2.1 – Schéma du principe de fonctionnement d'un pixel de micro-bolomètre. Le rayonnement infrarouge est absorbé par une surface dédiée déposée sur une lamelle de semi-conducteur de résistance variable avec la température $R(T)$; cette résistance est polarisée par une tension fixe V_{Pol} , ainsi la variation du courant I qui la traverse reflète son changement de température; la température T de la surface d'absorption est isolée et stabilisée en contrôlant en température son support et en augmentant au maximum la résistance thermique $R_{Thermique}$ des deux clous les reliant.

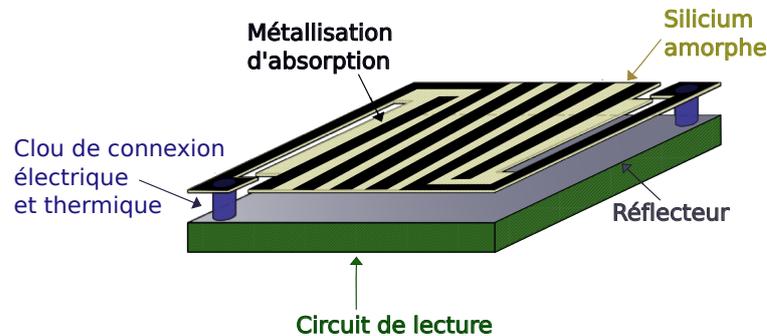


FIG. 2.2 – Schéma d'un pixel de micro-bolomètre en silicium amorphe. Le silicium amorphe joue le rôle de résistance variable et constitue la majorité de la surface active; des bandes métalliques sont déposées sur la surface active pour augmenter son pouvoir d'absorption de la lumière infrarouge; deux clous réalisent la liaison électrique, mécanique et thermique entre la surface active et son support; la cavité de vide créée entre la surface active et son support est dite quart d'onde, afin de renvoyer plus efficacement les rayons non absorbés lors de leur premier passage vers la surface active grâce à un réflecteur.

2.1.1.2 Lecture des pixels

La modélisation représentée dans la figure 2.3 décrit la conversion en tension du signal d'un pixel de la matrice de micro-bolomètre [65].

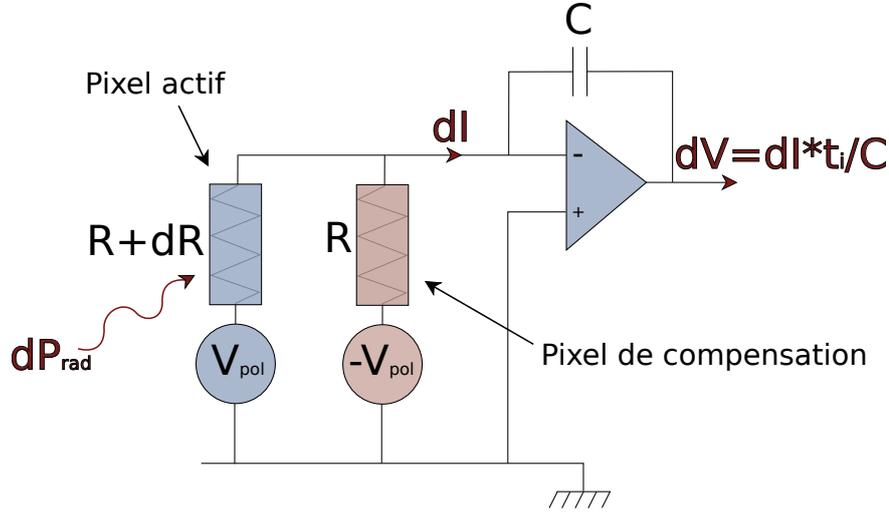


FIG. 2.3 – Modélisation de la lecture d'un pixel de micro-bolomètre. Le rayonnement infrarouge est absorbé par le pixel actif dont la résistance varie d'une valeur dR proportionnelle à la variation de puissance du rayonnement incident dP_{rad} ; cette résistance $R + dR$ est polarisée par une tension fixe V_{pol} ; en parallèle, un pixel dit aveugle de même résistance R , ne voyant pas le rayonnement infrarouge incident, est lui aussi polarisé par une tension fixe $-V_{pol}$; puis le courant dI proportionnel à $\frac{V_{pol}}{dR}$ est extrait de l'association des deux montages grâce à la loi des nœuds; et enfin, ce courant dI est converti en tension dV à l'aide d'un amplificateur opérateur (AO) monté en intégrateur pur.

Le pixel actif peut se représenter électriquement par une résistance variable avec la température. Lorsque le pixel est chauffé par un rayonnement infrarouge, sa résistance électrique varie selon la loi d'Arrhénius :

$$R(T) = R_0 \exp(\alpha T) \quad [\Omega] \quad (2.1)$$

où R_0 est une valeur de résistance constante et α est un coefficient de température spécifique au matériau, qui est négatif dans le cas du silicium amorphe ($\alpha_{aSi} = -2,4 \cdot 10^{-2} K^{-1}$) et de l'oxyde de vanadium ($\alpha_{VOx} = -5 \cdot 10^{-2} K^{-1}$).

Pour mesurer cette variation, il faut polariser le pixel en tension ou en courant. Dans le cas du module IRXCORE 640×480 (cf. section 2.2.1.1), le pixel est polarisé avec une tension V_{pol} .

La diminution de résistance du pixel lors d'un réchauffement pour une tension fixe se solde par une augmentation du courant traversant le pixel lorsqu'il est polarisé car d'après la loi d'Ohm :

$$I + dI = V_{pol} / (R + dR) \quad [A] \quad (2.2)$$

Or, cette augmentation de courant contribue au réchauffement par effet Joule du pixel :

$$P_{Joule} = V_{pol}(I + dI) \quad [\text{W}] \quad (2.3)$$

Donc, plus le pixel est réchauffé par un rayonnement incident, plus il se réchauffe par effet Joule. Cette contre-réaction positive permet au pixel d'augmenter sa sensibilité, mais il faut être attentif au risque d'emballement thermique et donc de destruction du composant en cas de température trop élevée. Ce risque, dû à l'effet Joule, est minimisé en ne polarisant le pixel que brièvement lors de sa lecture d'une part, et aussi en s'assurant que les courants sont très faibles, de l'ordre du micro-ampère.

Afin de ne mesurer que la variation de résistance du pixel dR due au rayonnement infrarouge, on associe au montage un autre pixel de même résistance, à la même température et polarisé avec la tension $-V_{pol}$, mais qui n'est pas exposé au rayonnement infrarouge incident. Le courant traversant ce pixel "aveugle" compense alors la majeure partie du courant I traversant le pixel actif pour ne garder que la petite variation dI correspondant à l'absorption du rayonnement infrarouge.

Le signal dI restant est ensuite converti en tension à l'aide d'un amplificateur opérationnel (AO) monté en intégrateur pur. On obtient alors une variation de tension de sortie $dV = (dI * t_{intégration})/C$ où C est la valeur de la capacité de lecture et $t_{intégration}$ est le temps de lecture. Cette variation de tension dV est proportionnelle à la variation de puissance de rayonnement dP_{rad} mesurée en entrée.

En pratique, on compte un pixel aveugle par colonne de pixels actifs dans la matrice de micro-bolomètre [65]. Le courant le traversant ne suffit pas à compenser complètement le courant I traversant le pixel actif ne correspondant pas au signal et pouvant varier d'un pixel actif à un autre, car les pixels ne sont jamais tout à fait identiques. Il est donc nécessaire de faire une image d'une source uniforme en température pour pouvoir déterminer les différences de niveau de réponse des pixels. Cette image pourra aussi être utilisée pour corriger les différences de réponse dues aux différences d'angles de vue des pixels. En effet, les pixels situés en bord de matrice seront typiquement moins bien éclairés que ceux situés au centre à cause de la variation de l'angle solide (cf. Fig. 2.4).

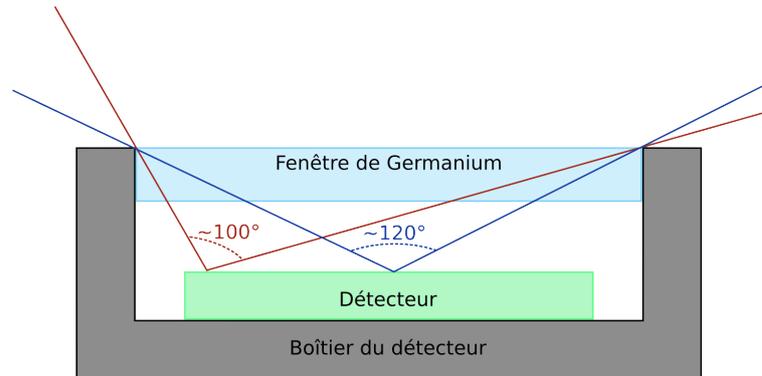


FIG. 2.4 – Schéma du détecteur micro-bolométrique dans son boîtier sous vide. L'échelle n'est pas respectée pour faire ressortir les différences d'angles de vue sur la scène entre le centre et le bord de la matrice.

2.1.2 Paramètres critiques

2.1.2.1 Sensibilité

Les micro-bolomètres mesurent une différence de puissance incidente qu'ils convertissent en tension. La puissance incidente étant liée à la température de la scène comme nous l'avons vu plus haut, on définit la sensibilité du détecteur par le rapport entre la variation de tension de sortie et la variation de température de la scène :

$$Sensibilité = \frac{\Delta V_{sortie}}{\Delta T_{scène}} \quad [V/K] \quad (2.4)$$

Pour établir l'expression de la réponse en tension ΔV_{sortie} à une élévation de la température de scène $\Delta T_{scène}$, il faut repartir de l'équation d'équilibre thermique du pixel d'un micro-bolomètre :

$$P_{radiation} + P_{Joule} = \frac{1}{R_{thermique}} (T_{pixel} - T_0) \quad [W] \quad (2.5)$$

où T_0 est la température du thermostat du circuit de lecture servant de support à la surface active du pixel, T_{pixel} est la température du pixel et $R_{thermique}$ est la résistance thermique équivalente des deux contacts entre la surface active du pixel et son support (voir Fig. 2.1 et Fig. 2.2).

La puissance produite par effet Joule (2.3) peut être réexprimée sous la forme :

$$P_{Joule} = \frac{V_{pol}^2}{R(T_{pixel})} \quad [W] \quad (2.6)$$

Tandis que la puissance radiative reçu par le pixel depuis la scène se calcule à partir de la formule suivante (1.4) :

$$P_{radiation} = f_r S_{Pixel} \Omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e T_r L_{\lambda}^{\varepsilon} d\lambda \quad [W] \quad (2.7)$$

où f_r est le facteur de remplissage du pixel et S_{Pixel} sa surface, Ω est l'angle solide sous lequel est vue la scène, e est le coefficient d'absorption du détecteur, T_r est la transmission du filtre placé devant le détecteur, $L_{\lambda}^{\varepsilon}$ est la luminance ou densité spectrale d'émission de la scène, et λ_1 et λ_2 correspondent aux bornes de la bande spectrale observée.

Le produit $S_{Pixel} \Omega$ correspond à l'étendue de faisceau, qui est un facteur géométrique par lequel il faut multiplier la luminance de la scène pour déterminer le flux reçu par le pixel. Placé au plan focal d'un système optique de focale F et de pupille circulaire de diamètre D (cf. Fig. 2.5), l'étendue de faisceau peut être ré-exprimée sous la forme :

$$\begin{aligned}
 S_{Pixel}\Omega &= S_{Pixel} \int_0^{\theta_{max}} \cos(\theta) d\Omega \\
 &= S_{Pixel} \int_0^{\theta_{max}} \cos(\theta) \frac{dS_{pupille}}{R^2} \\
 &= S_{Pixel} \int_0^{\theta_{max}} \cos(\theta) \frac{2\pi r dr}{R^2} \\
 &= S_{Pixel} \int_0^{\theta_{max}} \cos(\theta) \frac{2\pi F \tan(\theta) \times \frac{F}{\cos(\theta)} d\theta}{\left(\frac{F}{\cos(\theta)}\right)^2} \\
 &= S_{Pixel} \int_0^{\theta_{max}} 2\pi \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta \\
 &= S_{Pixel} \pi \sin(\theta_{max})^2 \\
 &= S_{Pixel} \pi \left(\frac{D/2}{\sqrt{F^2 + (D/2)^2}}\right)^2 \\
 &= S_{Pixel} \pi \frac{1}{4N^2 + 1} \quad [\text{m}^2] \tag{2.8}
 \end{aligned}$$

où N est le nombre d'ouverture du système optique correspondant au rapport F/D.

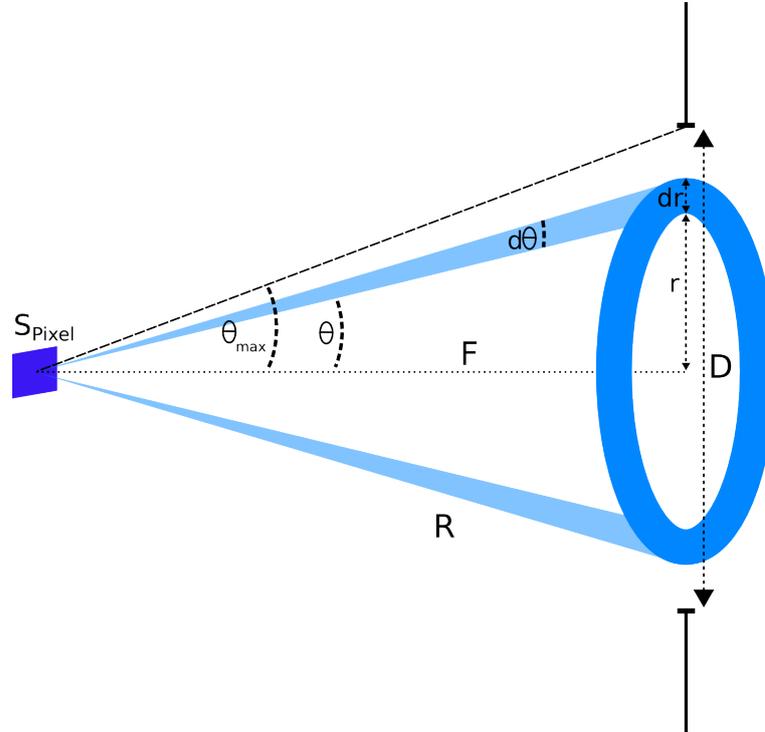


FIG. 2.5 – Schéma représentant l'angle solide vu par un pixel de surface S_{Pixel} au plan focal d'un système optique de focale F et de pupille circulaire de diamètre D.

En supposant que le coefficient d'absorption e du détecteur, la transmission T_r du filtre placé devant le détecteur, et l'émissivité ε de la surface de la scène sont constants en fonction de la longueur d'onde, la puissance radiative reçue par le détecteur depuis la scène peut s'exprimer en faisant apparaître la température de la scène (Eq. (1.2), (1.4), et (2.7)) :

$$P_{radiation} = f_r S_{Pixel} \frac{\pi}{4N^2 + 1} e T_r F_{\lambda_1-\lambda_2} \varepsilon \sigma T_{scène}^4 \quad [\text{W}] \quad (2.9)$$

où $F_{\lambda_1-\lambda_2}$ est la fraction d'émittance totale dans un intervalle monochromatique donné. Ainsi, l'équation d'équilibre thermique du pixel d'un micro-bolomètre (2.5) devient :

$$AT_{scène}^4 + \frac{V_{pol}^2}{R(T_{pixel})} = \frac{1}{R_{Thermique}} (T_{pixel} - T_0) \quad [\text{W}] \quad (2.10)$$

où A dépend des caractéristiques du détecteur et du système optique utilisé :

$$A = f_r S_{Pixel} \frac{\pi}{4N^2 + 1} e T_r F_{\lambda_1-\lambda_2} \varepsilon \sigma \quad [\text{W.K}^{-4}] \quad (2.11)$$

Par ailleurs, nous avons déjà vu que la résistance $R(T)$ du pixel varie en fonction de la température selon la loi d'Arrhénius (2.1). Nous pouvons donc dériver l'équation d'équilibre thermique du bolomètre (2.10) en fonction de la température de scène afin d'obtenir la variation de la température du détecteur T_{pixel} en fonction de la température de scène $T_{scène}$:

$$4AT_{scène}^3 - \frac{V_{pol}^2}{R_0} \alpha \exp(-\alpha T_{pixel}) \frac{dT_{pixel}}{dT_{scène}} = \frac{1}{R_{Thermique}} \frac{dT_{pixel}}{dT_{scène}} \quad (2.12)$$

Ce que nous pouvons réécrire sous la forme suivante :

$$\frac{dT_{pixel}}{dT_{scène}} = \frac{4AT_{scène}^3 R_{Thermique}}{1 + \alpha \frac{V_{pol}^2}{R(T_{pixel})} R_{Thermique}} \quad (2.13)$$

D'autre part, comme chaque pixel est polarisé en tension, d'après la loi des nœuds, le courant issu du montage en parallèle d'un pixel actif avec un pixel aveugle à la température $T_{Pixel\ aveugle}$ est égal à :

$$\begin{aligned} I_{signal} &= \underbrace{\frac{V_{pol}}{R_0 \exp(\alpha T_{pixel})}}_{I_{Pixel\ actif}} + \underbrace{\frac{-V_{pol}}{R_0 \exp(\alpha T_{Pixel\ aveugle})}}_{I_{Pixel\ aveugle}} \\ &= \frac{V_{pol}}{R_0} \left(\frac{\exp(-\alpha(T_{pixel} - T_{Pixel\ aveugle})) - 1}{\exp(\alpha T_{Pixel\ aveugle})} \right) \quad [\text{A}] \quad (2.14) \end{aligned}$$

En dérivant cette expression en fonction de la température du détecteur actif, nous obtenons :

$$\frac{dI_{signal}}{dT_{pixel}} = -\alpha \frac{V_{pol}}{R_0 \exp(\alpha T_{pixel})} \quad [A/K] \quad (2.15)$$

Nous obtenons donc en sortie du convertisseur courant/tension de capacité C et de temps d'intégration $t_{intégration}$ (cf. Fig. 2.3), la tension de sortie suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dV_{sortie}}{dT_{pixel}} &= -\alpha \frac{V_{pol}}{R_0 \exp(\alpha T_{pixel})} \frac{t_{intégration}}{C} \\ &= -\alpha I_{Pixel \text{ actif}} \frac{t_{intégration}}{C} \quad [V/K] \end{aligned} \quad (2.16)$$

En multipliant les équations (2.13) et (2.16), nous obtenons l'expression de la variation de réponse en tension du détecteur à une variation de température de la scène, ce qui correspond à la sensibilité du détecteur :

$$Sensibilité = \frac{dV_{sortie}}{dT_{scène}} = \frac{-\alpha V_{pol} 4AT_{scène}^3 R_{Thermique} \frac{t_{intégration}}{C}}{R(T_{pixel}) + \alpha R_{Thermique} V_{pol}^2} \quad [V/K] \quad (2.17)$$

La sensibilité dépend donc des caractéristiques du détecteur (e.g. $R_{Thermique}$, α , C , ...), des paramètres utilisés (e.g. $t_{intégration}$, V_{pol} , ...) et des paramètres optiques dont en particulier le nombre d'ouverture N du système optique utilisé.

2.1.2.2 Bruit

Pour les micro-bolomètres, il existe deux principaux types de bruits pouvant affecter le signal : le bruit thermique et le bruit en $1/f$ où f est la fréquence [34].

Le bruit thermique est lié à la température même des composants, qui provoque des vibrations du réseau cristallin, l'agitation thermique, ce qui génère aléatoirement des porteurs de charges dans le circuit. Ce bruit est dit blanc car il ne dépend pas de la fréquence. Il peut se modéliser sous la forme d'un courant aléatoire dont la densité spectrale est égale à :

$$i_{Bruit \text{ thermique}}^2 = \frac{4k_B T}{R} \quad [A^2 Hz^{-1}] \quad (2.18)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température du composant et R est sa résistance électrique.

Le bruit en 1/f, aussi appelé bruit de scintillation, correspond à la superposition de nombreux effets possibles dans un matériau électronique, comme des recombinaisons électron-trous non voulues ou des impuretés dans le matériau. C'est un bruit rose, car il dépend de la fréquence et il augmente fortement en dessous d'une fréquence coude f_{coude} , caractéristique du composant considéré. Pour les micro-bolomètres, cette fréquence augmente avec la tension de polarisation et est de l'ordre de quelques Hertz. Il s'agit du bruit le plus important du micro-bolomètre. Comme le bruit thermique, il peut se modéliser sous la forme d'un courant aléatoire dont la densité spectrale change avec la fréquence :

$$i_{Bruit\ 1/f}^2 = \frac{4k_B T}{R} \frac{f_{coude}}{f} \quad [A^2 Hz^{-1}] \quad (2.19)$$

La densité spectrale du courant de bruit issu du montage associant pixel actif et pixel aveugle est la somme des densités spectrales du courant de bruit thermique et du courant de bruit en 1/f de ce montage, soit :

$$i_{Bruit\ Total}^2 = \frac{4k_B(T_{pixel} + T_{Pixel\ aveugle})}{R} \left(1 + \frac{f_{coude}}{f}\right) \quad [A^2 Hz^{-1}] \quad (2.20)$$

Nous avons vu que la variation de courant est convertie en variation de tension en sortie à l'aide d'un intégrateur pur de capacité C et avec un temps d'intégration $t_{intégration}$ (cf. Fig. 2.3). Cela correspond donc dans le domaine temporel à une convolution de la densité spectrale du courant de bruit par une fonction porte de largeur $t_{intégration}$ et de gain 1/C.

La densité spectrale de la tension en sortie de l'intégrateur s'écrit alors :

$$\nu_{Bruit\ Total}^2 = \frac{4k_B(T_{pixel} + T_{Pixel\ aveugle})}{R} \left(1 + \frac{f_{coude}}{f}\right) \frac{t_{intégration}^2}{C^2} \left(\frac{\sin(\pi f t_{intégration})}{\pi f t_{intégration}}\right)^2 \quad [V^2 Hz^{-1}] \quad (2.21)$$

La valeur efficace de la tension de bruit total est obtenue par intégration sur la bande passante du circuit de lecture $[f_1, f_2]$ et peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$\nu_{Eff.\ Bruit\ Total} = \sqrt{\frac{4k_B(T_{pixel} + T_{Pixel\ aveugle}) t_{intégration}^2}{R C^2}} \times \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} \left(1 + \frac{f_{coude}}{f}\right) \left(\frac{\sin(\pi f t_{intégration})}{\pi f t_{intégration}}\right)^2 df} \quad [V] \quad (2.22)$$

où la fréquence basse de la bande passante f_1 est déterminée par la fréquence trame (de l'ordre de 30 ou 60 Hz) et la fréquence haute f_2 est imposée par la bande passante de l'intégrateur, car en pratique un intégrateur n'est jamais totalement pur. Nous pouvons remarquer grâce à cette équation que le bruit à la sortie de chaque pixel peut être diminué en diminuant la température de son support T_0 , car T_0 influe directement sur T_{pixel} et $T_{Pixel\ aveugle}$ (par conduction), ou également en diminuant le temps d'intégration des pixels $t_{intégration}$ (cf. Fig. 2.6).

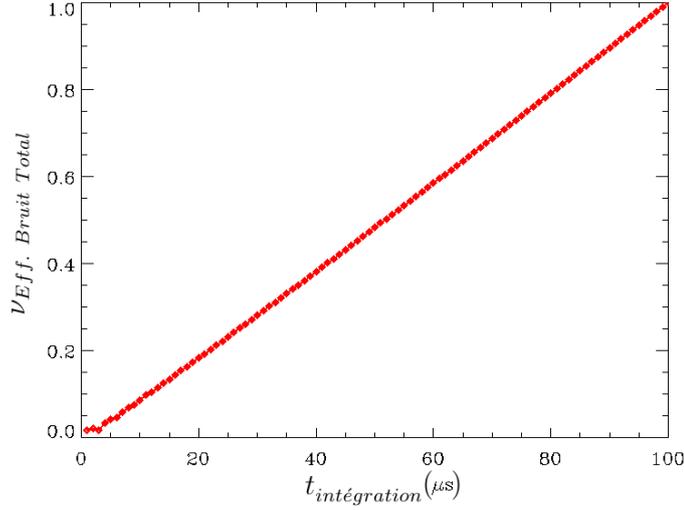


FIG. 2.6 – Tracé de l'évolution de la valeur efficace de la tension de bruit théorique d'un pixel en fonction du temps d'intégration de son signal, normalisée à 1 pour 100 μs . Le bruit augmente avec le temps d'intégration.

2.1.2.3 NETD

La différence de température minimale résolvable par un micro-bolomètre (ou NEDT pour Noise Equivalent Temperature Difference) est son paramètre clé. Elle représente la valeur de la tension (ou du courant) de bruit lue en sortie exprimée sous la forme d'une variation de température de la scène en entrée :

$$NETD = \frac{\text{Bruit}_{\text{sortie}}}{\text{Sensibilité}} = \frac{V_{\text{Eff. Bruit Total}}}{\frac{dV_{\text{sortie}}}{dT_{\text{scène}}}} \quad [K] \quad (2.23)$$

Il s'agit donc de la plus petite différence de température résolvable par le micro-bolomètre. Le NETD s'exprime en Kelvin. Plus le NETD est petit, plus le détecteur est précis. Les technologies actuelles de micro-bolomètres non-refroidis permettent d'atteindre un NETD de l'ordre de 50 mK pour une température de scène de 300 K et pour une ouverture numérique égale à 1 [65].

Nous pouvons obtenir une expression du NETD (2.24) en combinant les équations du bruit (2.22) et de la sensibilité du détecteur (2.17).

$$NETD = \sqrt{\frac{\frac{4k_B(T_{\text{pixel}} + T_{\text{Pixel aveugle}})}{R} \frac{t_{\text{intégration}}^2}{C^2} \int_{f_1}^{f_2} \left(1 + \frac{f_{\text{coude}}}{f}\right) \left(\frac{\sin(\pi f t_{\text{intégration}})}{\pi f t_{\text{intégration}}}\right)^2 df}{\frac{-\alpha V_{\text{pol}} 4AT_{\text{scène}}^3 R_{\text{Thermique}} \frac{t_{\text{intégration}}}{C}}{R(T_{\text{pixel}}) + \alpha R_{\text{Thermique}} V_{\text{pol}}^2}}} \quad [K] \quad (2.24)$$

Le NETD est théoriquement inversement proportionnel à la température de la scène observée à la puissance 3 ($NETD \sim T_{\text{scène}}^{-3}$).

Deux solutions s'offrent à nous pour diminuer le NETD : (i) diminuer le plus possible le bruit en sortie, et/ou (ii) augmenter la sensibilité du détecteur. Pour diminuer le bruit en sortie, on peut par exemple choisir un matériau sensible dont la fréquence coude de bruit en $1/f$ est la plus petite possible. Pour augmenter la sensibilité d'un instrument, on peut chercher à utiliser un rapport d'ouverture le plus grand possible pour son système optique (Eq. (2.17) et (2.11)). Finalement, on peut aussi jouer sur les paramètres du détecteur tels que la température du plan focal T_0 , ou de temps d'intégration des pixels $t_{\text{intégration}}$, et rechercher le point de fonctionnement qui minimise le NETD.

2.2 Caractérisation du micro-bolomètre Nano640ETM en laboratoire

Pour utiliser le détecteur micro-bolométrique Nano640ETM au sein d'un spectro-imageur à bord d'une mission spatiale, il convient d'abord de fixer quelles sont les grandeurs et les paramètres de ce détecteur que l'on souhaite caractériser en priorité.

Pour réaliser des images de bonne qualité, exploitables scientifiquement, plusieurs points sont à étudier. En particulier, il faut évaluer :

- l'homogénéité de la matrice pixel à pixel, pour identifier entre autres les mauvais pixels, et déterminer s'il y a des traitements simples à réaliser pour en compenser les défauts ;
- la stabilité temporelle du signal, influencée par la stabilité en température de son environnement, elle est fondamentale pour définir les périodes d'étalonnage de l'instrument ;
- la plus petite différence de température résolvable pour le détecteur (NETD), ce qui passe par l'étude du bruit issu de l'ensemble de la chaîne de mesure dont le détecteur (bruit thermique et bruit en $1/f$) en particulier ;
- le meilleur point de fonctionnement du détecteur, qui dans notre cas correspond au NETD le plus faible que l'on peut atteindre ;
- la gamme de températures que l'on peut mesurer avec ce détecteur ;
- la précision absolue des mesures (étalonnage), et la meilleure stratégie d'étalonnage radiométrique utilisable dans le cadre de notre application (nombre et température des points de référence).

Pour réaliser de la spectroscopie dispersive à l'aide de ce détecteur, le point fondamental est d'étudier la réponse du détecteur à des flux faibles. En effet, le principal problème pour un détecteur utilisé dans cette configuration est qu'il reçoit très peu de signal par pixel par rapport à une application en imagerie. Il doit donc être suffisamment sensible pour détecter le signal, sachant que son niveau de bruit est constant. Il faudra donc pouvoir mesurer l'évolution du rapport signal sur bruit des mesures du détecteur pour des flux très faibles correspondants à des mesures spectroscopiques. Ainsi, on pourra déterminer quelle est la limite en résolution spectrale que le détecteur permet d'obtenir en fonction de son système optique et de la température de la scène, tout en ayant un rapport signal sur bruit suffisant pour remplir les objectifs scientifiques.

Pour effectuer les études ci-dessus en imagerie et en spectroscopie, il faut faire l'acqui-

sition d'un détecteur micro-bolométrique et de son électronique de lecture, d'un ensemble optique adapté au domaine infrarouge thermique et le plus ouvert possible, d'un ensemble de filtres infrarouges à densité neutre pour simuler les faibles flux en spectroscopie, et d'au moins un corps noir le plus homogène et étendu que possible et réglable en température avec une précision et une stabilité supérieure à celle du détecteur pour ne pas limiter la précision de nos mesures.

2.2.1 Le dispositif expérimental

2.2.1.1 Le module IRXCORE 640

Lors de cette thèse, j'ai choisi d'étudier les performances du détecteur $Nano640E^{TM}$ de la société française ULIS. Le module IRXCORE 640 (maintenant appelé IRXCAM) vendu par la société INO basée au Québec utilise ce détecteur $Nano640E^{TM}$. Ce module comporte aussi un obturateur monté directement devant le détecteur, une électronique de lecture de proximité sur laquelle ce dernier est fixé, une carte électronique interface d'acquisition à insérer dans un ordinateur, et un logiciel d'utilisation de l'ensemble du module (voir Fig. 2.7). Le logiciel fourni avec le module permet à l'utilisateur de modifier des paramètres de fonctionnement intéressants, comme la température de régulation du plan focal, le gain du signal, ou encore le temps d'intégration du signal au niveau de l'amplificateur opérationnel en sortie de composant. Nous avons donc fait l'acquisition de ce module qui présente l'avantage d'être une solution clé en main, prête à l'emploi pour étudier les performances du détecteur $Nano640E^{TM}$.

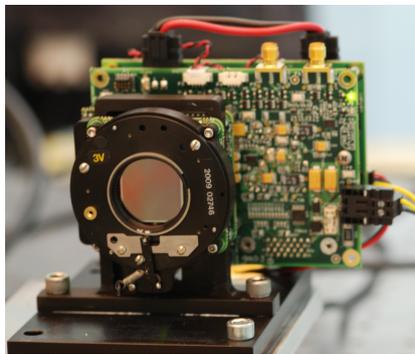


FIG. 2.7 – Module IRXCORE 640 : il comprend une matrice de micro-bolomètres non-refroidis en silicium amorphe de 640×480 pixels dont on voit la fenêtre en germanium à l'avant, devant laquelle est monté un obturateur en noir sur la photographie, et derrière laquelle on peut voir son électronique de lecture.

Le choix d'utiliser un détecteur micro-bolométrique à base de silicium amorphe permet de bénéficier de toutes les avancées technologiques réalisées autour de l'utilisation du silicium pour les circuits intégrés. Cette maîtrise technologique a pour effet d'en diminuer le coût, et de permettre la production en grande série de ces détecteurs directement intégrés à leur circuit de première lecture des pixels. Cette technologie étant sensible et

sujette à restrictions à l'exportation, il est intéressant pour des applications européennes de remarquer qu'elle a été développée par une société française, ce qui pour nous en facilite l'obtention.

Le signal de sortie du module IRXCORE 640 est donné en unités digitales (ou DN) qui correspondent au codage sur 16 bits de la tension obtenue après intégration dans la capacité CTIA ("Capacitive TransImpedance Amplifier"). Ce codage fonctionne pour une gamme de tension allant de 0 à 2,5 V, ce qui correspond à un pas de 38,1 μ V. Le NETD du détecteur mesuré par le constructeur est de 55 mK avec un système optique ouvert à F/1 et des mesures faites à 300 K. Aucune correction d'homogénéité de la sensibilité de la matrice n'est faite au sein du module. Les paramètres du détecteur (e.g. tensions) ont été optimisés en usine pour un fonctionnement à température ambiante.

2.2.1.2 L'objectif en germanium SURNIA Series

Pour obtenir des images focalisées, il faut s'équiper d'un système optique compatible avec le domaine infrarouge et placer le détecteur au foyer image de ce système.

J'avais donc besoin d'un ensemble optique compact, simple à mettre en place, avec un grand champ de vue et une bonne efficacité en transmission dans l'infrarouge thermique afin de collecter un maximum de flux lumineux, avec un rapport distance focale sur diamètre le plus faible possible pour obtenir plus de flux incident et des images plus détaillées (cf. diamètre de la tâche d'Airy, section 5.2.2.1), et ayant une distance à son plan focal assez grande pour y inclure l'obturateur monté devant le détecteur.

Un objectif réfractif est un système à la fois plus compact et plus simple à mettre en place devant le détecteur qu'un objectif réflectif, tout en ne présentant pas d'obturation centrale (cf. section 5.2.2.2). J'ai donc choisi pour mon expérience un objectif à base de lentilles en germanium SURNIA Series d'une focale de 50 mm proposé par la société américaine Janos Technology. En effet, cet objectif a une efficacité en transmission d'au moins 93% entre 8 et 12 μ m, un grand champ de vue circulaire de 22°, un rapport distance focale F sur diamètre D très faible ($F/D = 0,86$), et enfin une distance à respecter entre l'objectif et le détecteur suffisante (de l'ordre de 40 mm) pour permettre son montage devant le module IRXCORE 640 (voir Fig. 2.8).

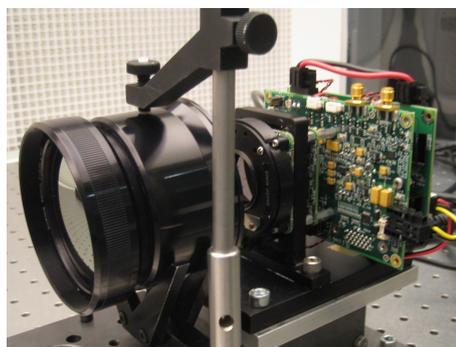


FIG. 2.8 – Objectif en germanium SURNIA Series (à gauche) placé devant le module IRXCORE 640 (à droite).

2.2.1.3 Le corps noir OMEGA Engineering

Il fallait aussi mettre en place la scène dont le détecteur devait faire des images. Cette scène devait être assez étendue et émettre un rayonnement infrarouge uniforme sur toute sa surface pour pouvoir tester l'homogénéité de la réponse du détecteur sur toute sa matrice de pixels. Elle devait être aussi contrôlable sur une grande gamme de températures afin de mesurer des courbes de réponse du détecteur en fonction de la température de la scène.

J'ai donc utilisé un boîtier de corps noir dédié à l'étalonnage vendu par la société OMEGA Engineering, qui comprend une surface circulaire de 6 centimètres de diamètre d'une émissivité très proche de l'unité ($\varepsilon=0,95$) qui peut être réglée en température entre -15°C et $+145^{\circ}\text{C}$ avec une précision absolue de $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$, un affichage de la température de commande et de la température actuelle de la surface réglée et son électronique, et la possibilité de brancher une arrivée de gaz pour balayer la surface réglée avec de l'azote et éviter la formation de givre aux basses températures (voir Fig. 2.9).

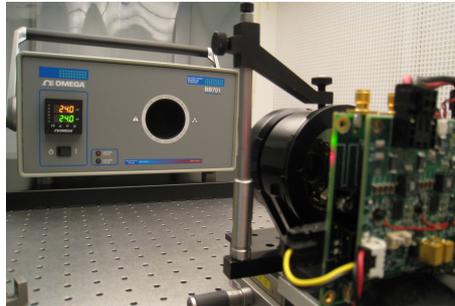


FIG. 2.9 – Le boîtier de corps noir OMEGA Engineering (à gauche) aligné avec l'objectif en germanium SURNIA Series et le module IRXCORE 640 (à droite). On peut voir la surface réglée en température en noir à droite sur le boîtier et l'interface de contrôle de sa température à gauche sur le boîtier.

Un motif géométrique circulaire est imprimé sur la surface du corps noir afin d'améliorer l'homogénéité de son émission thermique. Comme nous le verrons plus tard (cf. section 2.2.2.2), cette correction est loin d'être parfaite et le motif circulaire reste clairement visible sur les images infrarouges obtenues avec notre détecteur.

Pour effectuer des mesures différentielles de température, nous avons fait l'acquisition d'un deuxième corps noir, identique au premier.

2.2.1.4 Les filtres infrarouges à densité neutre

Afin de simuler des mesures spectroscopiques dispersives sans devoir faire l'acquisition d'un système dispersif classique complexe à mettre en place (e.g. réseau), j'ai utilisé un ensemble de filtres infrarouges à densité neutre. Ces filtres permettent de simuler les flux faibles reçus par le détecteur, à cause de la dispersion spectrale.

J'ai fait l'achat de trois filtres infrarouges à densité neutre transmettant respectivement 47%, 11% et 1% du flux incident sur une bande passante allant de 2 à $>14\ \mu\text{m}$ (cf. annexe B). Ces filtres sont des fenêtres de germanium traitées avec un dépôt métallique destiné

à absorber et/ou réfléchir une partie du flux incident, indépendamment de la longueur d'onde. Aucune étude n'ayant été faite sur ces filtres pour connaître leur transmission spectrale au delà de 14 μm , j'ai supposé qu'elle restait identique jusqu'à 18 μm , longueur d'onde de coupure de la fenêtre en germanium du module IRXCORE 640.

2.2.1.5 Environnement

Le module IRXCORE 640 étant très sensible aux décharges électrostatiques, il était très important d'en protéger l'expérience. C'est pourquoi, afin de ne pas endommager le circuit de lecture du détecteur, la table optique métallique de l'expérience et moi-même étions constamment reliés à la terre.

Le détecteur est par ailleurs extrêmement sensible aux variations de température de son environnement. Il a donc été installé en salle blanche avec une température stabilisée, et un baffle à la température de la salle a été placé devant l'expérience pour l'isoler du reste de la pièce, notamment de mes allées et venues.

2.2.2 Résultats de la caractérisation du détecteur Nano640ETM

2.2.2.1 Stabilité temporelle du signal

La stabilité du signal d'un détecteur est très importante si l'on souhaite effectuer de longues séries de mesures dans le temps et pouvoir les comparer entre elles. Les mesures de réponse du détecteur dans les conditions de mon expérience devant durer entre 3 et 4 heures chacune pour permettre au corps noir de se stabiliser en température entre chaque point de mesure, il me fallait d'abord m'assurer qu'il n'y avait pas de dérive temporelle du signal. Par ailleurs, la stabilité temporelle du signal est aussi un paramètre crucial pour déterminer la fréquence des étalonnages du détecteur.

J'ai commencé par réaliser trois séries de mesures du signal du détecteur, dans les mêmes conditions, sur une période de temps d'environ 6 heures, dès l'allumage du détecteur, afin de caractériser son comportement. Les résultats de ces expériences sont illustrés figure 2.10 pour un pixel représentatif de la matrice du détecteur dont nous reparlerons dans la section dédiée à l'étude des paramètres de fonctionnement du détecteur. Les trois courbes obtenues sont similaires au premier ordre. Dans les trois cas, le signal augmente rapidement dans un premier temps avant de se stabiliser au bout de 2 heures et demie environ.

Le seul changement de température dans l'environnement de l'expérience à son démarrage correspond à l'allumage du détecteur, et donc à l'alimentation de son circuit électronique qui est fixé juste derrière la matrice de pixels. Lors de son fonctionnement, ce circuit se réchauffe par effet Joule jusqu'à atteindre un équilibre thermique avec son environnement, ici la salle d'expérience climatisée à 22,5°C. Cependant, ce circuit ne se trouve pas dans le champ de vue du détecteur et ne peut donc pas expliquer l'augmentation du signal pendant les 2,5 premières heures. Dans le champ de vue du détecteur, il y a : le corps noir, l'objectif en germanium, l'obturateur, et les bords du boîtier contenant le détecteur.

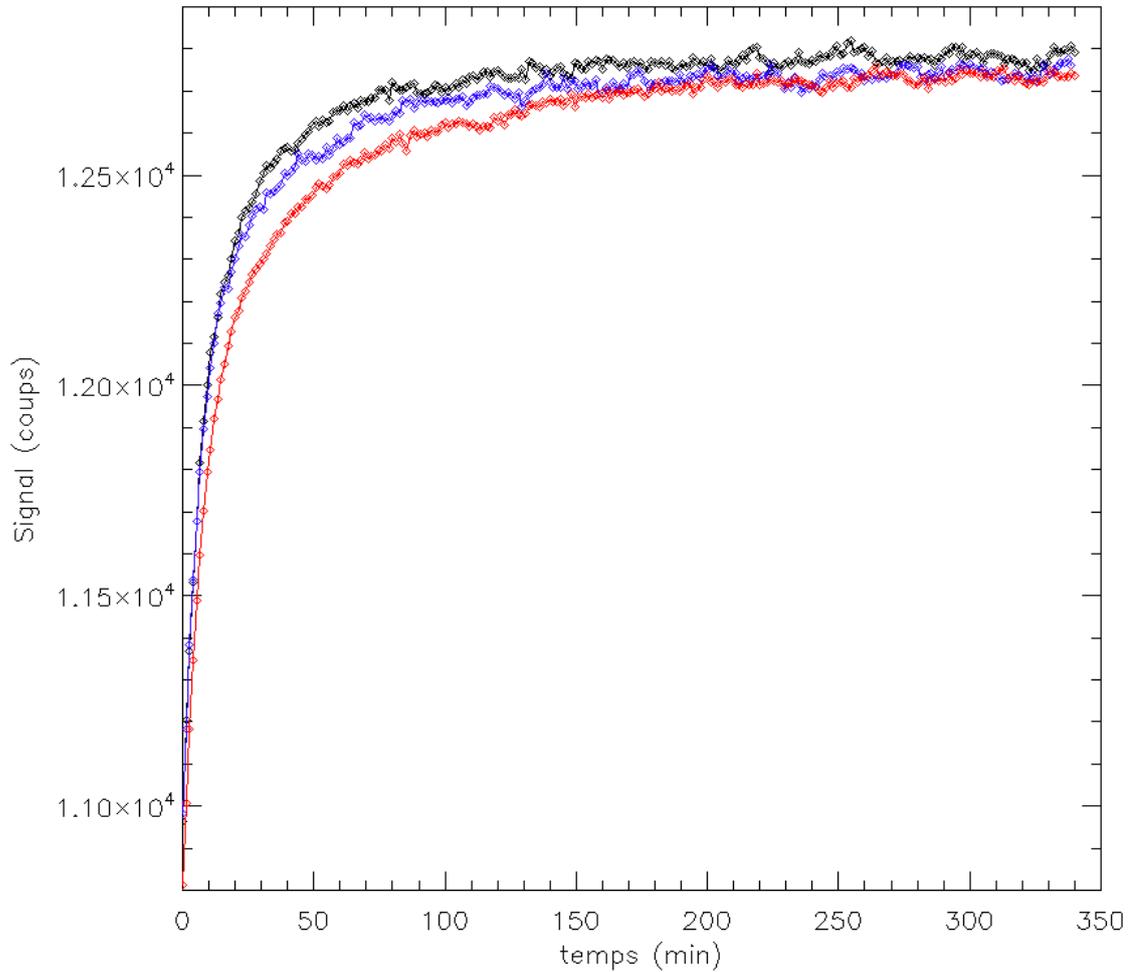


FIG. 2.10 – Évolution du signal du détecteur en fonction du temps pour un pixel représentatif de la matrice du détecteur. Les trois courbes de couleurs différentes correspondent à trois expériences distinctes d'environ 6 heures, effectuées dès l'allumage du détecteur.

Le corps noir est éteint et éloigné d'environ 50 cm du détecteur. De par son éloignement, il est très peu probable que le corps noir ait une influence sur nos mesures, car il ne peut se réchauffer ni par conduction, ni par convection auprès de l'électronique de lecture, et les rayonnements sont en grande partie occultés par le support du détecteur et de l'optique.

L'objectif en germanium est situé à quelques centimètres seulement du module. Il doit recevoir plus de rayonnements thermiques de la part de l'électronique de lecture que le corps noir, sachant que comme il ne transmet pas la totalité des rayonnements qu'il reçoit, il doit en absorber et en réfléchir une partie vers le détecteur. Il pourrait donc contribuer au réchauffement apparent de la scène.

L'obturateur est monté devant le détecteur, et il est en contact avec le même support que le circuit électronique. Il est donc possible qu'il se réchauffe par conduction thermique

et modifie le signal mesuré.

J'ai donc effectué plusieurs séries de mesures de stabilité du signal dans le temps en retirant tour à tour l'objectif en germanium ou l'obturateur, afin de déterminer si la montée en température observée est issue d'un de ces deux composants. Les résultats illustrés figure 2.11 montrent que lorsque les optiques ne sont pas devant le détecteur, son signal se stabilise plus rapidement après son allumage, en seulement 80 minutes par rapport à 120 à 150 minutes avec les optiques. L'optique est donc en partie responsable du long temps de stabilisation du signal, à cause de son inertie thermique, beaucoup plus que l'obturateur. Sans optique ni obturateur, le temps de stabilisation du signal reste long. Le réchauffement progressif du boîtier du détecteur en est donc très probablement la cause. Il n'est malheureusement pas possible de sortir le détecteur de son boîtier pour vérifier ce point.

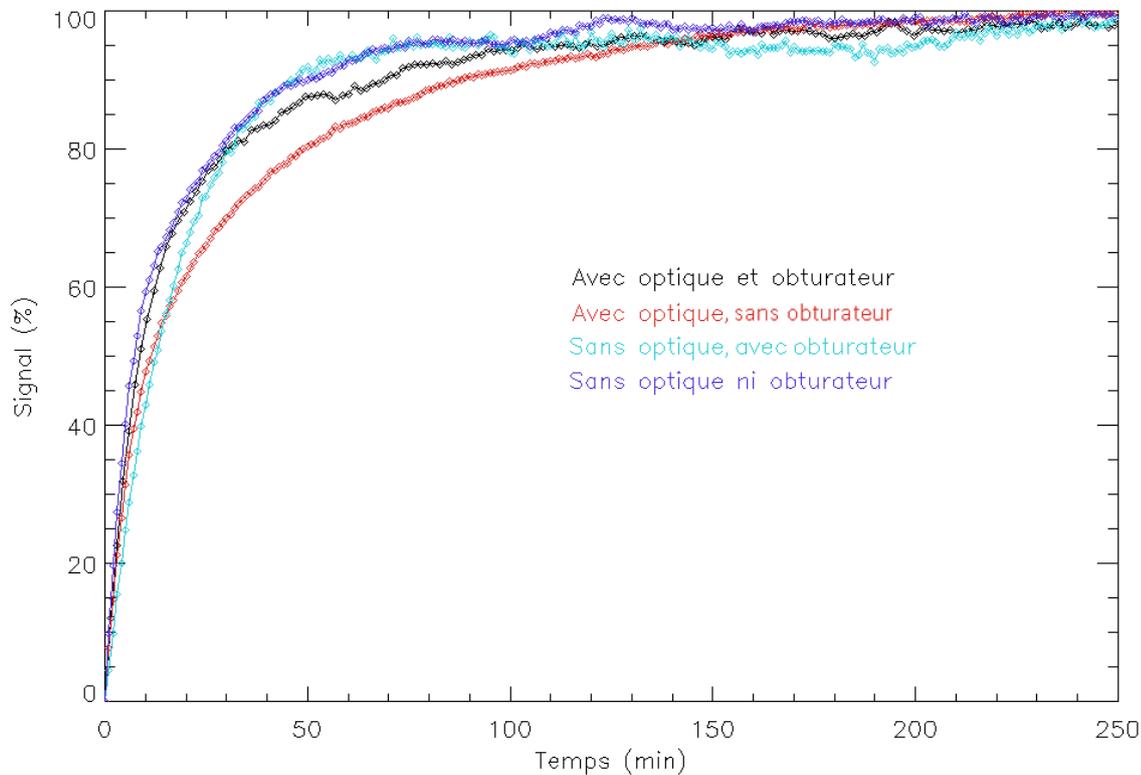


FIG. 2.11 – Évolution du signal du détecteur en fonction du temps pour un pixel représentatif de la matrice du détecteur. Les quatre courbes de couleurs différentes correspondent à quatre expériences distinctes d'environ 4 heures, effectuées dès l'allumage du détecteur. Courbe noire : optique et obturateur dans le champ de vue du détecteur. Courbe rouge : optique dans le champ de vue du détecteur, obturateur retiré. Courbe bleu clair : obturateur dans le champ de vue du détecteur, optique retirée. Courbe bleu foncé : ni optique ni obturateur dans le champ de vue du détecteur.

Une fois passée cette phase d'allumage du détecteur, il me fallait vérifier que le signal restait effectivement stable au cours du temps ou alors caractériser et quantifier son évolution. C'est pourquoi j'ai réalisé une autre expérience pendant une durée d'environ 3 jours, sans l'objectif en germanium et sans l'obturateur, après avoir attendu que le signal du détecteur se soit stabilisé suite à sa mise en route. Ces résultats sont visibles sur la figure 2.12, à laquelle j'ai ajouté les données de la climatisation de la salle d'expérience à titre de comparaison. On observe une légère dérive des données en fonction du temps, de l'ordre de 21,5 DN au bout de 62,5 heures, soit 0,06°C d'après l'échelle donnée par les données de climatisation. Par ailleurs, on observe une très bonne corrélation entre le signal du détecteur et la température de la salle. Le signal du détecteur suit donc parfaitement les variations de son environnement. Si ce dernier est parfaitement stabilisé, la stabilité du détecteur sera donc excellente (<0,03°C par jour).

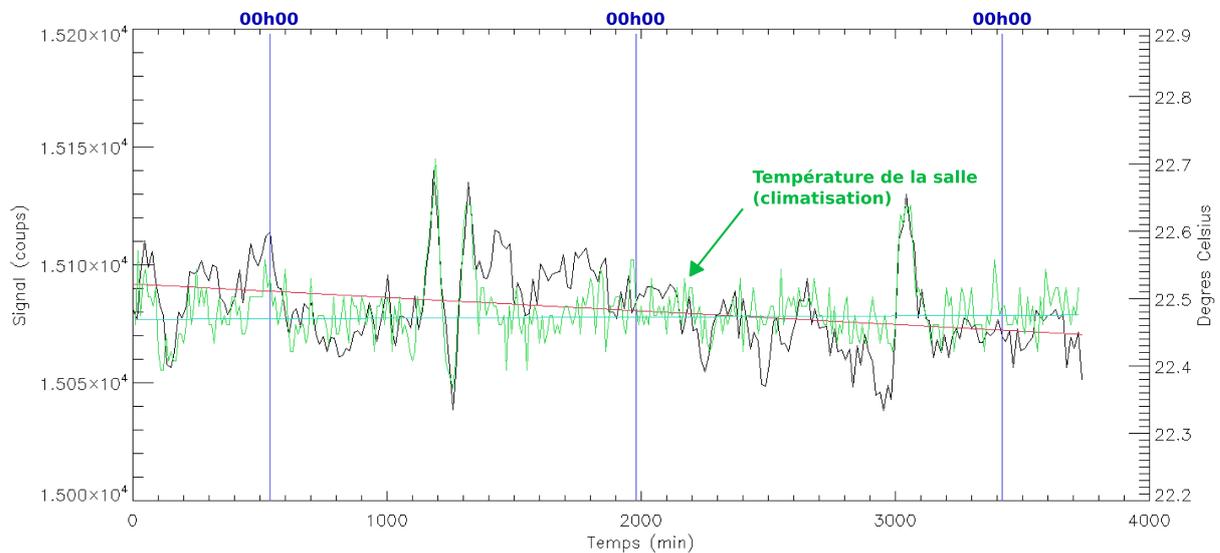


FIG. 2.12 – Évolution du signal du détecteur en fonction du temps pour un pixel représentatif de la matrice du détecteur après avoir enlevé l'objectif et l'obturateur présents devant le détecteur. La courbe noire correspond à une expérience d'une durée d'environ 3 jours (250 mesures toutes les 15 minutes), effectuées après la période de stabilisation du signal suite à l'allumage du détecteur. La courbe verte correspond aux données de la climatisation de la salle d'expérience en degrés Celsius. La droite rouge correspond à un ajustement linéaire des données qui met en valeur une faible dérive linéaire du signal en fonction du temps. La droite cyan correspond à un ajustement linéaire des données de la climatisation de la salle d'expérience. Enfin les droites bleues sont des repères placés toutes les 24 heures pour marquer le passage du temps (00h00 chaque jour de l'expérience).

A retenir - Après une phase de stabilisation suite à son allumage, la stabilité du signal au cours du temps est très bonne (dérive inférieure à 0,03°C par jour), pourvu que son environnement soit stable lui aussi.

Comme il n'est pas possible de réaliser des expériences en imagerie sans utiliser d'optiques pour focaliser l'image de la scène sur le détecteur, un deuxième corps noir a été utilisé comme référence pour effectuer des mesures différentielles et s'affranchir, dans notre cas, de la contribution des optiques, de l'obturateur et de l'environnement.

Par la suite, toutes les expériences ont été effectuées en respectant un délai minimal de 3 heures après le démarrage du détecteur afin de bénéficier d'un signal stable.

2.2.2.2 Courbe de réponse du détecteur

Réponse théorique :

La réponse théorique du détecteur est proportionnelle à la température de la scène observée à la puissance 4 (cf. section 2.1.2, intégrale de l'Eq. (2.17)), ce qui correspond au comportement attendu du flux thermique reçu d'après la loi de Stefan-Boltzmann (Eq. (1.2)). La réponse théorique peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\text{Réponse théorique}(T_{\text{scène}}) = a \times T_{\text{scène}}^4 + b \quad [DN] \quad (2.25)$$

Cette équation théorique ne prend pas en compte le fait que la partie sensible du détecteur se trouve derrière une fenêtre de germanium afin de la garder sous vide. Or, cette fenêtre ne transmet pas toutes les longueurs d'onde du spectre, mais seulement celles comprises entre 2 et 24 μm (cf. figure 2.13). Le flux vu par le détecteur est donc modifié par cette fenêtre. De plus, l'objectif dont nous disposons pour nos expériences est lui aussi en germanium, et même si sa surface a été traitée afin d'améliorer sa transmission jusqu'à un niveau d'environ 93% entre 8 et 12 μm , il modifie aussi la réponse. Pour finir, la sensibilité spectrale du détecteur lui-même n'est pas plate sur sa bande de détection, et s'annule pour les longueurs d'onde inférieures à 8 μm . Toutes ces fenêtres spectrales limitent le flux mesuré par le détecteur et modifient donc sa réponse par rapport à la réponse théorique.

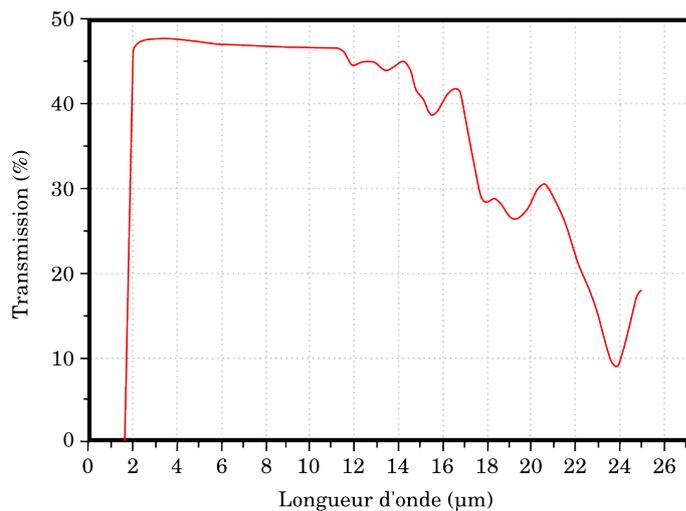


FIG. 2.13 – Transmission du Germanium pour une fenêtre de 10 mm d'épaisseur.

Réponse mesurée :

Les premières images de la surface des deux corps noirs ont montré que la température de brillance de sa surface n'était pas homogène. En effet, on peut remarquer sur la figure 2.14 correspondant à une image prise par le détecteur de la surface d'un des deux corps noirs, un motif concentrique qui correspond à au motif géométrique sensé améliorer l'homogénéité de l'émission thermique du corps noir. Le fait que ce motif soit visible par le détecteur montre que la température de brillance de cette surface est inhomogène, ce qui pose des problèmes pour tester l'homogénéité de la réponse des pixels du détecteur à l'aide d'images résolues.

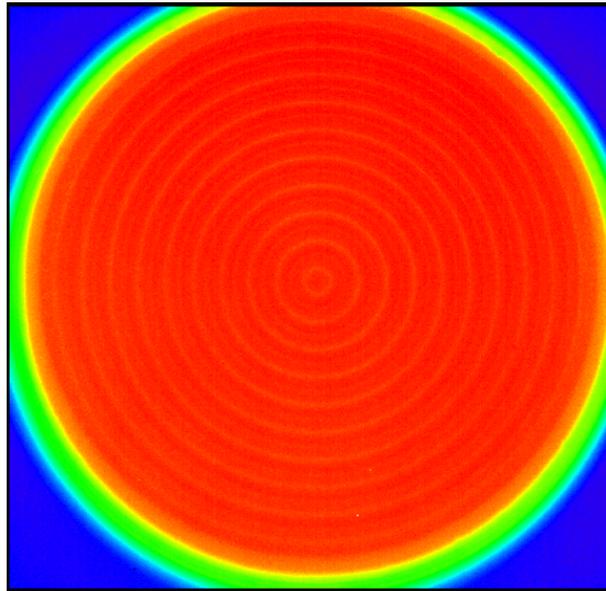


FIG. 2.14 – Image prise par le détecteur montrant la surface d'un des deux corps noir réglé à 30°C plus en détails. On peut y voir le motif géométrique concentrique sensé améliorer l'homogénéité de son émission thermique.

La légère inhomogénéité de la température de brillance à la surface du corps noir résulte soit de variations de son émissivité soit de variations de sa température physique. La surface émettrice du corps noir étant composée d'un seul matériau, nous pouvons exclure une variation d'émissivité et supposer qu'il s'agit de variations réelles de température physique. La meilleure hypothèse à adopter dans ce cas est que la température de régulation affichée par le corps noir correspond à la température physique moyenne de sa surface. Pour s'affranchir de ce problème d'inhomogénéité du corps noir, j'ai donc été amenée à étudier la réponse moyenne du détecteur, correspondant à la moyenne des réponses de plusieurs pixels. Je démontrerai dans la section suivante (section 2.2.2.3) que la réponse des pixels est bien homogène spatialement et permet donc l'utilisation de leur moyenne.

Par ailleurs, afin de s'affranchir des variations de l'environnement, les mesures de réponse du détecteur ont été faites à l'aide d'images focalisée de deux corps noirs (cf. Fig. 2.15), en gardant un corps noir réglé à 5°C en référence, et en faisant évoluer la température du deuxième corps noir de 5°C à 145°C par pas de 1°C en fonction du temps

(toutes les 75s pour permettre à la régulation de température de la surface du corps noir de se stabiliser entre chaque mesure). J'ai ainsi effectué quatre mesures de réponse différentes, à partir de ces mesures différentielles.

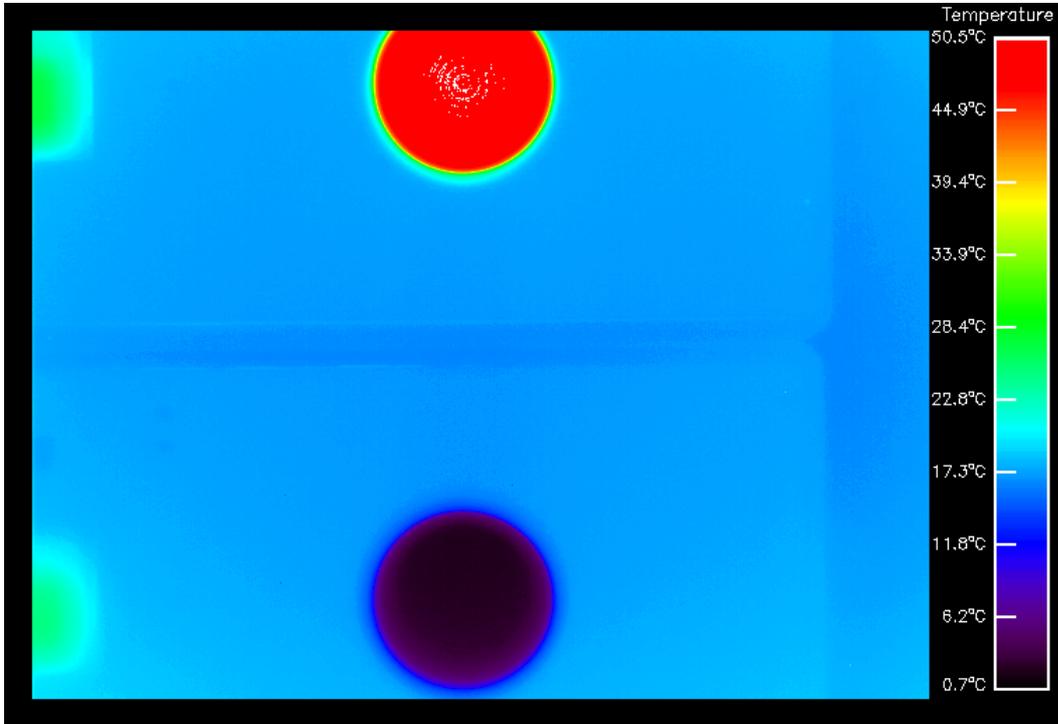


FIG. 2.15 – Image prise par le détecteur montrant les deux boîtiers de corps noir l'un sur l'autre, en enlevant les mauvais pixels et le niveau continu (offset). La surface du corps noir du haut est utilisée pour effectuer une mesure de réponse, elle est régulée à une température de 50°C sur l'image. La surface du corps noir du bas est utilisée comme référence durant les mesures, elle est régulée à une température de 5°C. A gauche de l'image, on peut distinguer les deux affichages de commande en température des boîtiers.

Pour un carré de 60×60 pixels, j'ai retranché le signal issu du corps noir de référence régulé à 5°C au signal issu du corps noir variant en température de 5 à 145°C, pour obtenir une réponse moyenne du détecteur débarrassée des contributions variables des optiques et de l'obturateur au cours du temps (cf. fin de section 2.2.2.1). La courbe obtenue est nulle à la température de 5°C car le signal issu du corps noir régulé à 5°C a aussi été retiré. Ces résultats sont illustrés sur la figure 2.16.

$$\begin{aligned}
 Signal_{Obtenu} &= Signal_{CorpsNoir1+Environnement} - Signal_{CorpsNoir2+Environnement} \\
 &= Signal_{CorpsNoir1-CorpsNoir2} \quad [DN] \quad (2.26)
 \end{aligned}$$

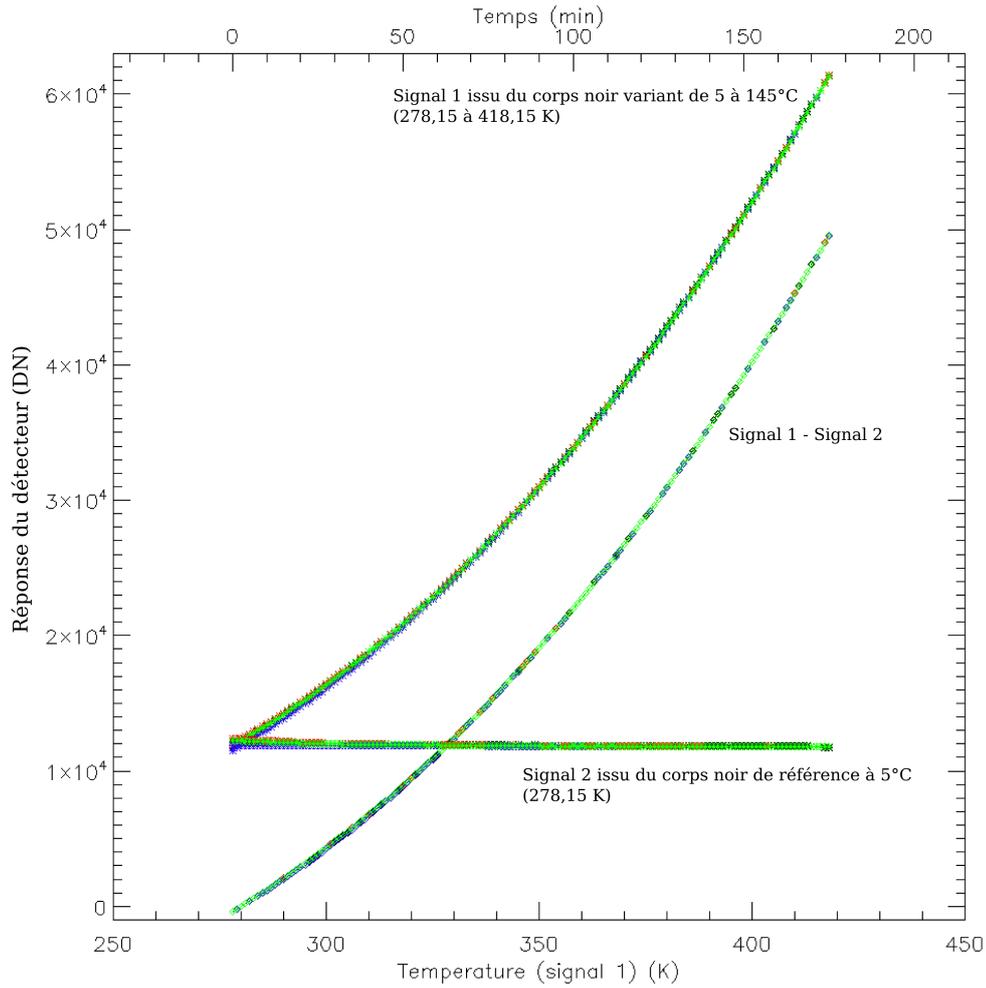


FIG. 2.16 – Quatre courbes (en rouge, noir, vert et bleu) du signal en coups mesuré sur une moyenne de 60×60 pixels pour un corps noir référence réglé à 5°C , en parallèle avec un corps noir dont la température évolue de 5 à 145°C par pas de 1°C en fonction du temps lors de quatre expériences distinctes.

Ces courbes de réponse sont théoriquement proportionnelles à la température de la scène à la puissance 4 (Eq.(2.25)), j’ai donc commencé par effectuer un ajustement de ces données en fonction de la température du corps noir à la puissance 4 (cf. Fig. 2.17). Comme cet ajustement n’était pas optimisé, j’ai recherché un meilleur ajustement à l’aide d’une expression plus générale de la réponse en $aT_{scène}^\alpha + b$. Dans le cadre de mon expérience, le meilleur ajustement de la réponse est obtenu pour $\alpha = 3,55$ plutôt que 4 (cf. Fig. 2.17), soit :

$$\text{Meilleur ajustement de la réponse}(T_{scène}) = a \times T_{scène}^{3,55} + b \quad [DN] \quad (2.27)$$

Afin de quantifier en température de brillance les écarts illustrés en DN sur la figure 2.17, j’ai utilisé les valeurs de a et α obtenues pour le meilleur ajustement des quatre

réponses, afin de calculer la différence de signal que l'on obtiendrait pour une différence de température ΔT donné.

$$\text{Difference de signal}(T_{scène}, \Delta T_{scène}) = a \times ((T_{scène} + \Delta T_{scène})^{3,55} - T_{scène}^{3,55}) \quad [DN] \quad (2.28)$$

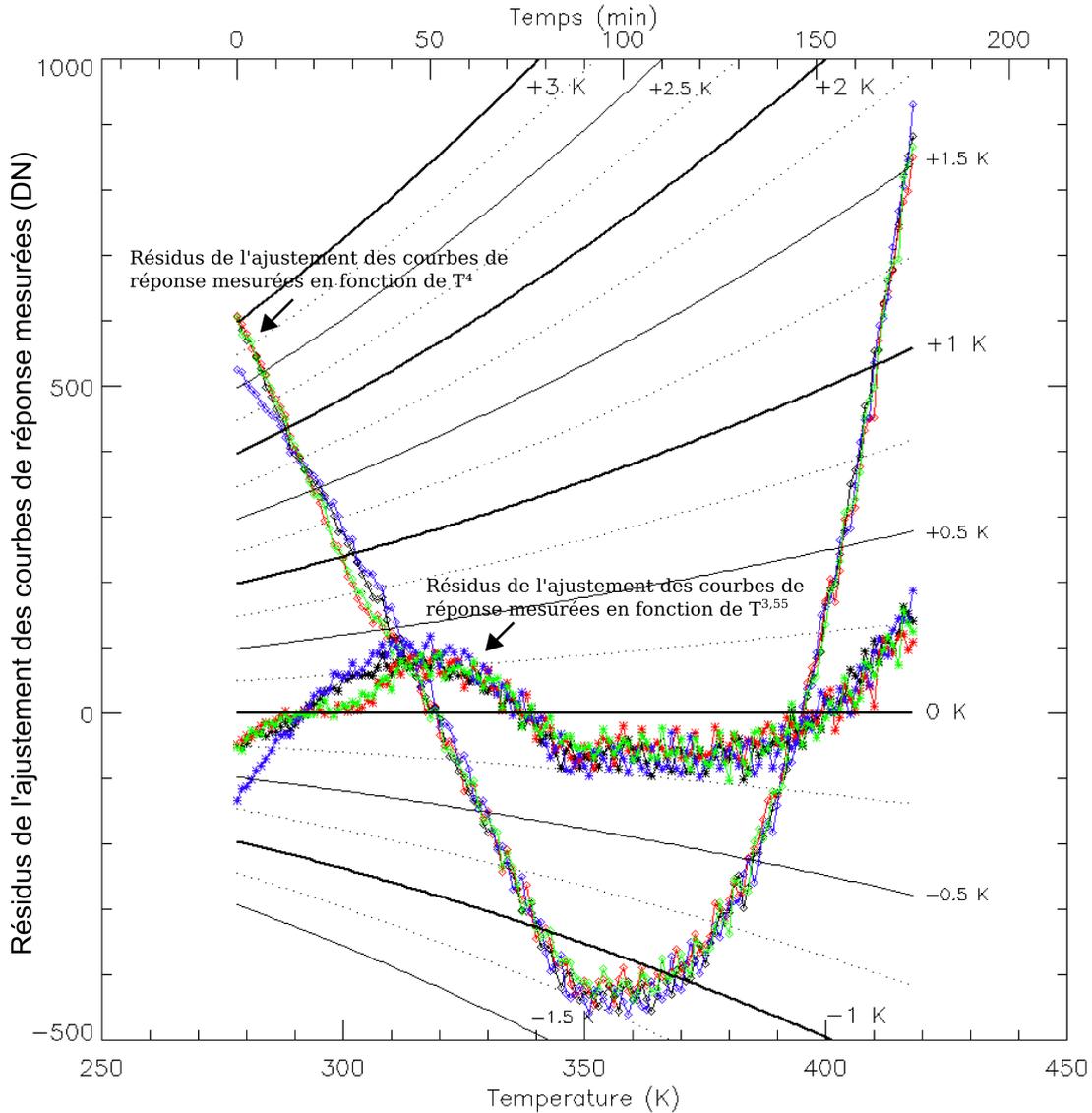


FIG. 2.17 – Résidus de l'ajustement du signal des courbes de réponse de la figure 2.16 par une fonction $aT_{scène}^\alpha + b$, pour deux valeurs de α égales à 4 (courbes diamants) et 3,55 (courbes étoiles). Les résidus sont donnés en DN et aussi convertis en température (courbes noires en trait plein et pointillés).

Cette différence de comportement en $T^{3,55}$ par rapport au comportement théorique en T^4 résulte très probablement de la modulation du signal par la fenêtre de transmission spectrale du germanium aussi bien de l'objectif que de la fenêtre accolée au détecteur. Cette valeur de puissance est donc à la fois spécifique au montage de mon expérience et à la gamme de températures à laquelle on s'intéresse.

A retenir - La réponse du détecteur peut être ajustée en fonction de la température de scène par une fonction $aT_{scène}^\alpha + b$. Pour un montage optique donné, la valeur de α est fixe. Une fois cette puissance déterminée, il suffit théoriquement de deux points où la température de la scène et la réponse du détecteur sont connues pour calculer les deux inconnues a et b , et ainsi étalonner les mesures en température.

2.2.2.3 Homogénéité de la matrice

Afin de caractériser l'homogénéité de notre matrice de micro-bolomètres, il faut tout d'abord disposer d'une scène homogène en température. Nous avons donc fait des mesures non focalisées à l'aide de la surface d'un des deux corps noirs, accolé directement au détecteur, en ayant retiré au préalable l'objectif et l'obturateur du chemin optique.

Les résultats de cette caractérisation nous permettront d'une part de vérifier que la moyenne de la réponse de plusieurs pixels est bien représentative de la réponse des pixels individuels, c'est à dire qu'il n'y a pas de disparités importantes entre elles, ce qui nous permettra de valider les résultats de l'étude de la réponse effectuée en moyennant le signal de plusieurs pixels. Et d'autre part, ces résultats permettront d'identifier d'éventuels pixels défectueux afin de les comparer à ceux signalés par le fabricant et ne pas prendre en compte leur réponse dans nos mesures.

Cette analyse d'homogénéité de la matrice est effectuée en étudiant la réponse de chaque pixel de la matrice du détecteur en fonction de la température de la scène. Pour cette étude, de nouvelles courbes de réponse du détecteur sont réalisées, entre 10 et 70°C par pas de 5°C, en gardant le détecteur accolé à la surface du corps noir afin d'obtenir des images les plus uniformes possibles. Nous ajustons les données par une réponse théorique en $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel. Nous obtenons donc la valeur de a (pente), b (offset) et α (puissance) pour chaque pixel.

Tout d'abord, nous pouvons commencer par remarquer que sur l'image du corps noir réglé à 20°C et accolé au détecteur illustrée figure 2.18, on voit des variations importantes du signal d'un pixel à l'autre. Nous pouvons y remarquer une grande tache centrale présentant un signal plus important, quelques pixels noirs correspondant à des pixels froids, et un motif en colonne correspondant à la correction par les pixels aveugles, en lignes devant correspondre à la lecture des pixels effectuée ligne par ligne, et correspondant aux deux sorties de données dont la séparation est visible grâce à une légère différence entre les niveaux à droite et à gauche de la matrice.

Les différences de signal résultent a priori d'une différence d'offset b , de pente a , de puissance α , ou des trois. Dans tous les cas, comme le signal diffère sensiblement d'une région à l'autre de la matrice de pixels, il sera nécessaire de réaliser une image d'une source uniforme en température sur tout le détecteur pour l'étalonner correctement.

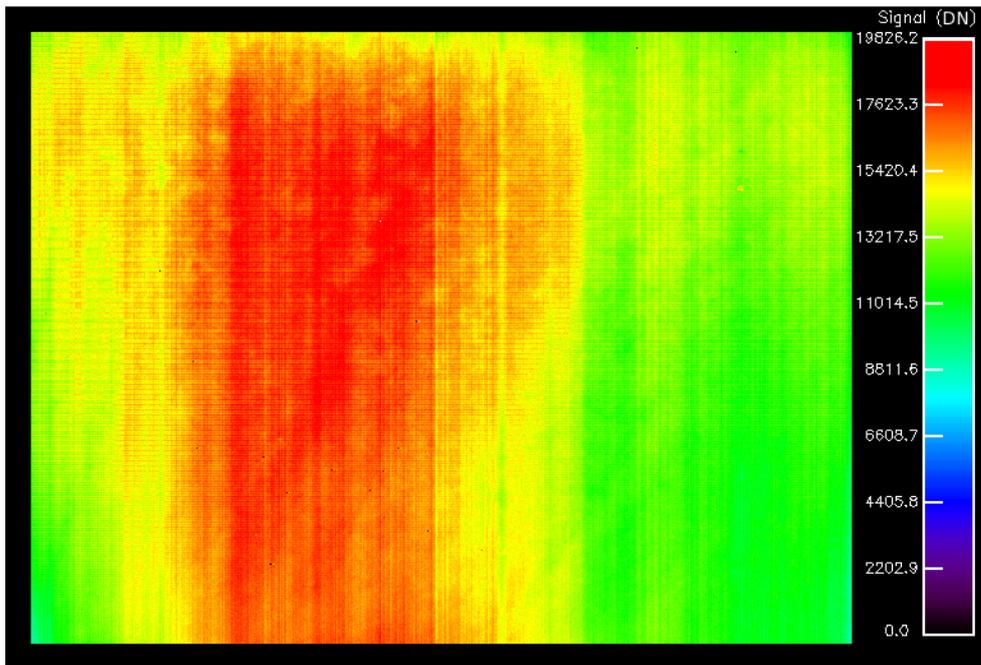


FIG. 2.18 – Différences de signal mesuré d’un pixel à l’autre pour une température de scène de 20°C. Image réalisée en accolant directement le détecteur à la surface du corps noir, réglé à 20°C, et sans corriger les mauvais pixels.

Distribution spatiale du paramètre α :

Le paramètre α est le paramètre dont l’influence est la plus importante pour l’équation d’ajustement de la réponse des pixels $aT_{scène}^\alpha + b$. La figure 2.19 et l’histogramme 2.20 associé illustrent la valeur de ce paramètre pour le meilleur ajustement obtenu pour chaque pixel. Ces résultats montrent que ce paramètre est très homogène au travers de la matrice. Le léger gradient vertical que l’on voit sur la figure 2.19 peut s’expliquer par une légère inclinaison de la surface du détecteur par rapport à celle du corps noir auquel il est accolé. Le motif en colonnes provient quant à lui de la correction du signal par les pixels aveugles. L’histogramme 2.20 montre que le paramètre α vaut en moyenne 4,8 et varie d’un pixel à l’autre de la matrice avec un écart type de $2,6 \times 10^{-2}$ (0,5 % en relatif).

Les différences de signal d’un pixel à l’autre observées sur la figure 2.18 ne proviennent donc pas de variations du paramètre α .

Distribution spatiale du paramètre a :

D’après l’équation d’ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$, le paramètre a est très lié à la valeur du paramètre α . Comme nous venons de voir que le paramètre α est très homogène, il doit en être de même pour la pente a . On peut constater sur la figure des pentes (cf. Fig. 2.21) et sur l’histogramme associé (cf. Fig. 2.22) que c’est bien le cas. Les seuls effets géométriques notables sur l’image sont les mêmes que ceux observés pour le paramètre α (cf. Fig. 2.19). L’histogramme 2.22 montre que la pente a vaut en moyenne $2,2 \times 10^{-8}$ DN/K et varie d’un pixel à l’autre de la matrice avec un écart type de $3,4 \times 10^{-9}$ DN/K (15 % en relatif).

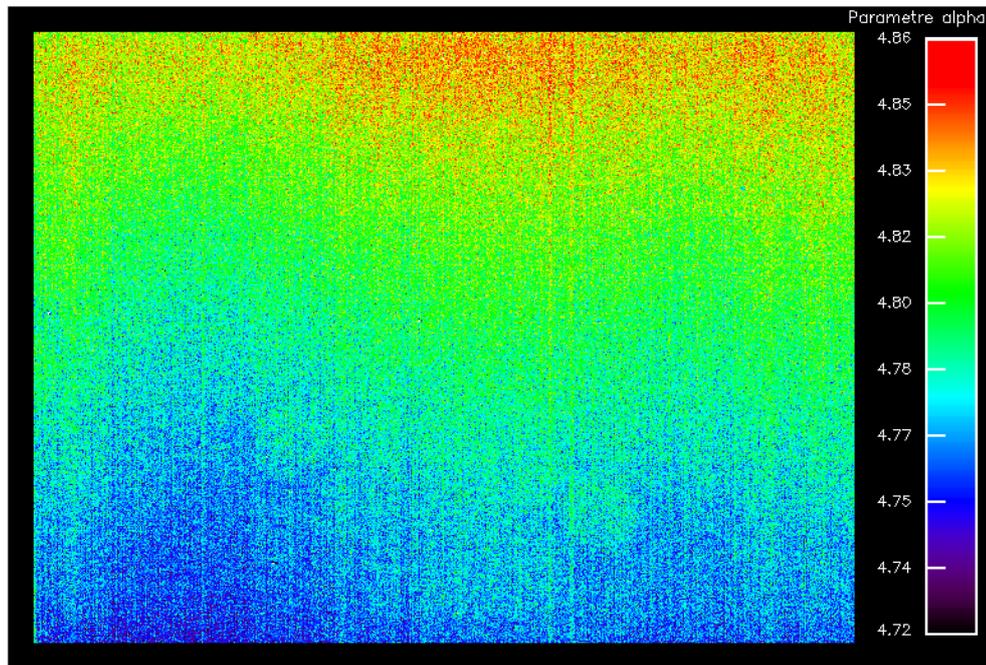


FIG. 2.19 – Image obtenue à partir du paramètre α obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

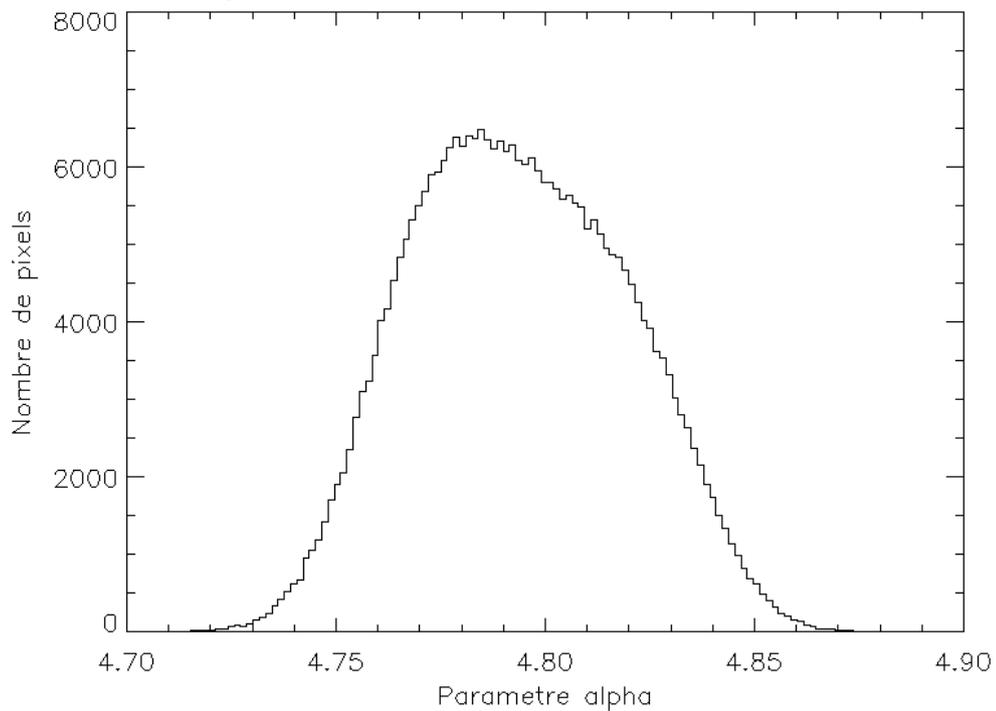


FIG. 2.20 – Histogramme du paramètre α obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

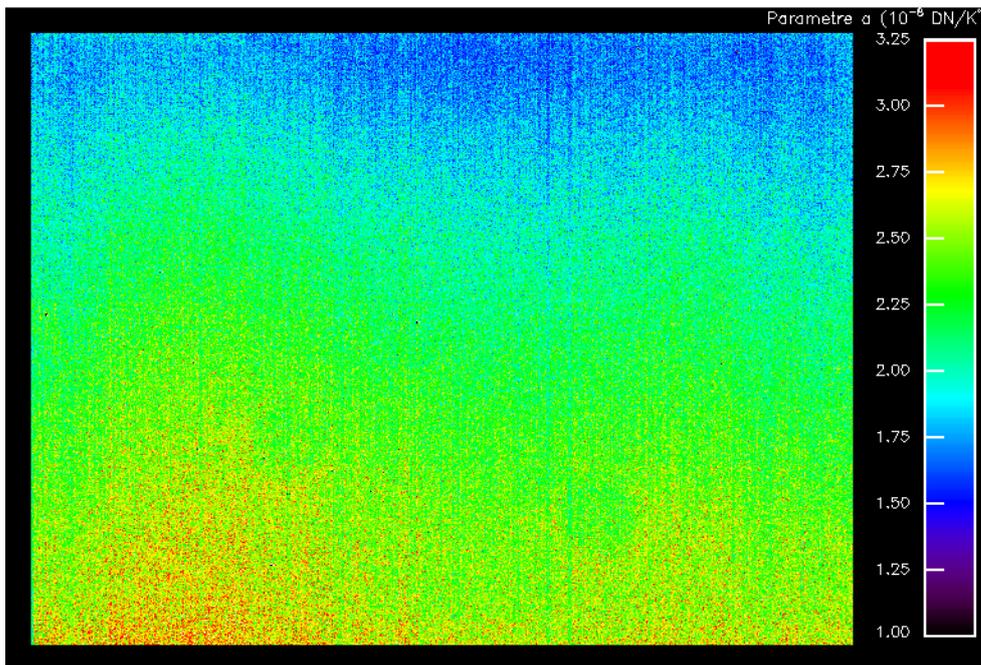


FIG. 2.21 – Image obtenue à partir du paramètre a (pente) obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

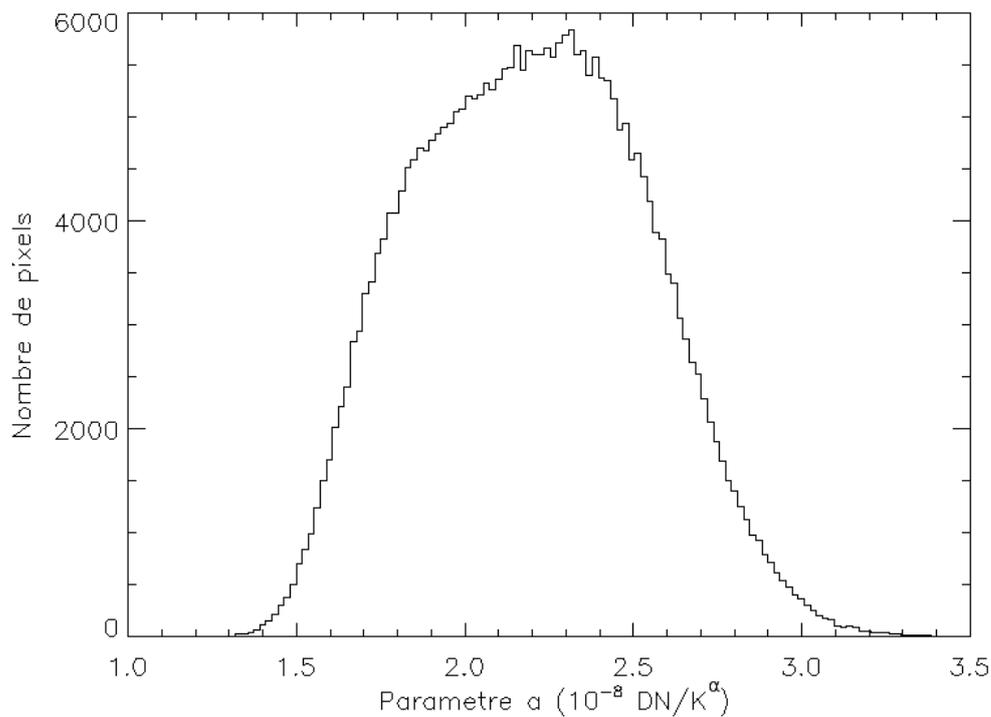


FIG. 2.22 – Histogramme du paramètre a (pente) obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

Les variations de sensibilité pour tous les pixels de la matrice peuvent être calculées à partir des valeurs mesurées pour les paramètres α et a :

$$\text{Sensibilité} = \alpha \times a T_{\text{scène}}^{\alpha-1} \quad [DN/K]$$

Pour une température de scène homogène de 300K, nous obtenons une sensibilité moyenne pour les pixels de 261,6 DN/K et un écart type de 3,3 DN/K (1,3 % en relatif). Les variations du paramètre a (écart type de 15 % en relatif) sont en grande partie compensées par celles du paramètre α (écart type de 0,5 % en relatif). La sensibilité du détecteur est donc remarquablement homogène.

Ces résultats ont été obtenus sans qu'aucune correction du signal n'ait été faite au sein du module IRXCORE 640.

Distribution spatiale du paramètre b :

Il ne reste donc plus que le paramètre b pour expliquer les variations importantes de signal d'un pixel à l'autre constatées sur la figure 2.18. On retrouve effectivement ces variations sur la figure qui illustre les offsets b (cf. Fig. 2.23) et sur l'histogramme associé (cf. Fig. 2.22).

Les variations de ce paramètre d'un pixel à l'autre n'ont pas d'influence notable sur l'étude de la réponse du détecteur puisqu'il ne s'agit que d'un offset, et que nous avons vu qu'il ne varie pas tant que l'environnement est stable. Nous pouvons donc conclure que la réponse des pixels est bien homogène spatialement, ce qui valide l'étude de la réponse obtenue par moyenne spatiale dans la section 2.2.2.2.

Distribution spatiale des résidus d'ajustement :

L'image (cf. Fig. 2.25) et l'histogramme (cf. Fig. 2.26) représentent les écarts types des résidus de l'ajustement de la réponse des pixels que nous venons de faire. Ces résidus sont eux aussi très homogènes d'un pixel à l'autre, bien que l'on remarque toujours les colonnes issues de la correction par les pixels aveugles (cf. Fig. 2.25).

La valeur moyenne des écarts types des résidus (cf. histogramme 2.26) donne une bonne idée de la qualité de l'ajustement, et peut être convertie en Kelvins à l'aide de la formule suivante :

$$\text{Ecart de signal}(T_{\text{scène}}, \Delta T_{\text{scène}}) = a \times ((T_{\text{scène}} + \Delta T_{\text{scène}})^\alpha - T_{\text{scène}}^\alpha) \quad [DN] \quad (2.29)$$

Pour notre expérience, nous obtenons une valeur moyenne des écarts types des résidus égale à $31,2 \pm 4,2$ DN, soit $0,12 \pm 0,03$ K pour une température de scène de 300 K. L'erreur sur l'ajustement est inférieure à 0,2 K pour tous les pixels en dehors des pixels défectueux.

Cette expérience nous a donc permis d'étudier l'homogénéité de la réponse de la matrice d'un pixel à l'autre dans les meilleures conditions possibles avec le matériel dont nous disposions.

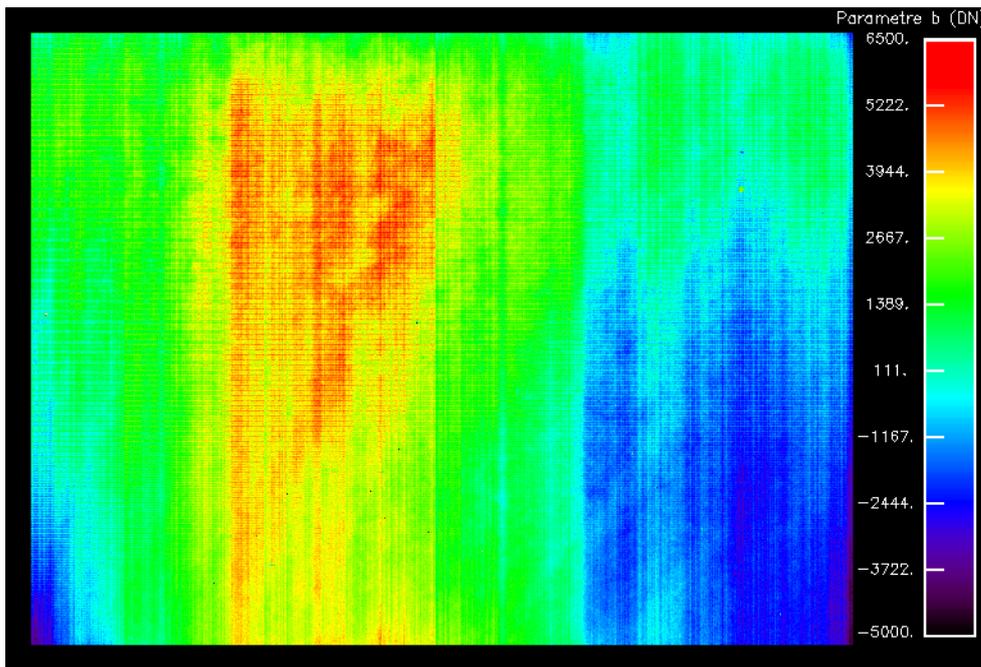


FIG. 2.23 – Image obtenue à partir du paramètre b (offset) obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

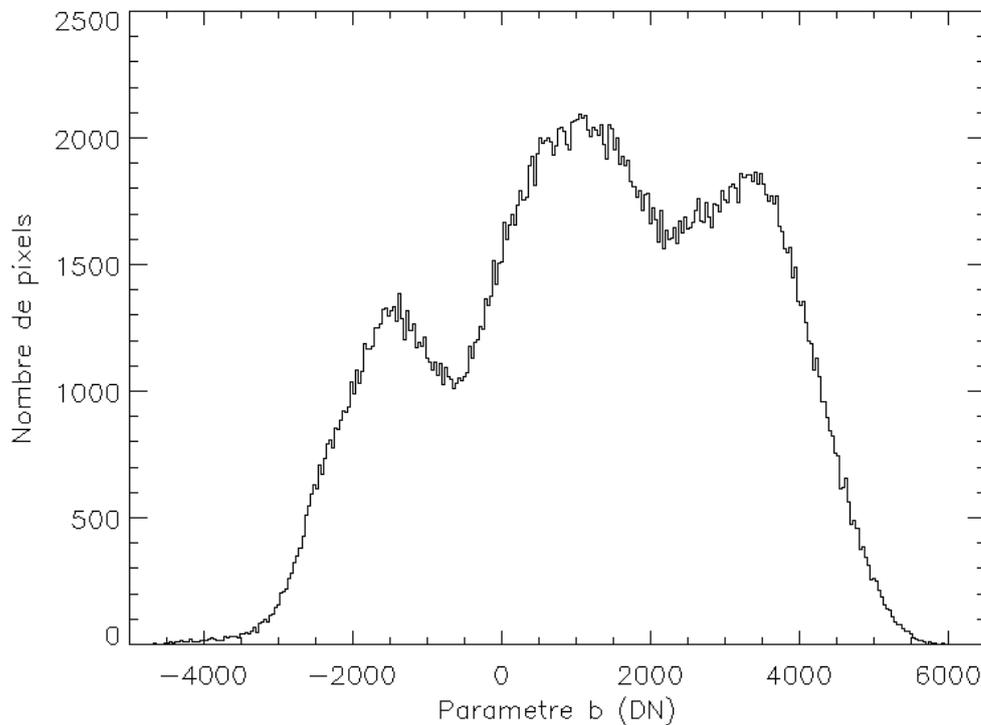


FIG. 2.24 – Histogramme du paramètre b (offset) obtenu pour le meilleur ajustement $aT_{scène}^\alpha + b$ pour chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

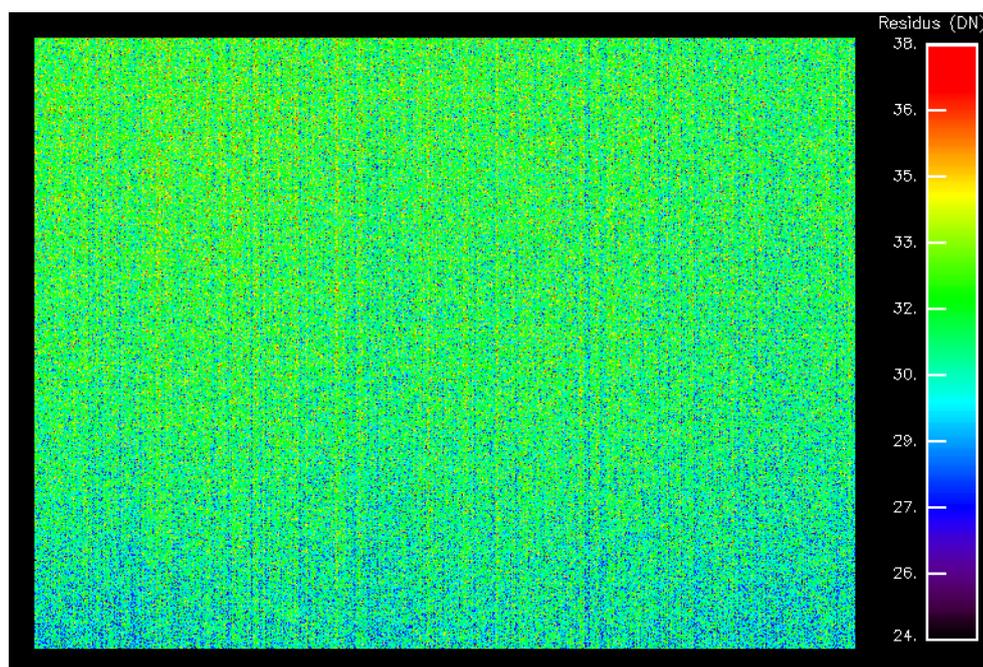


FIG. 2.25 – Image obtenue à partir des écarts types des résidus d’ajustement de la réponse de chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

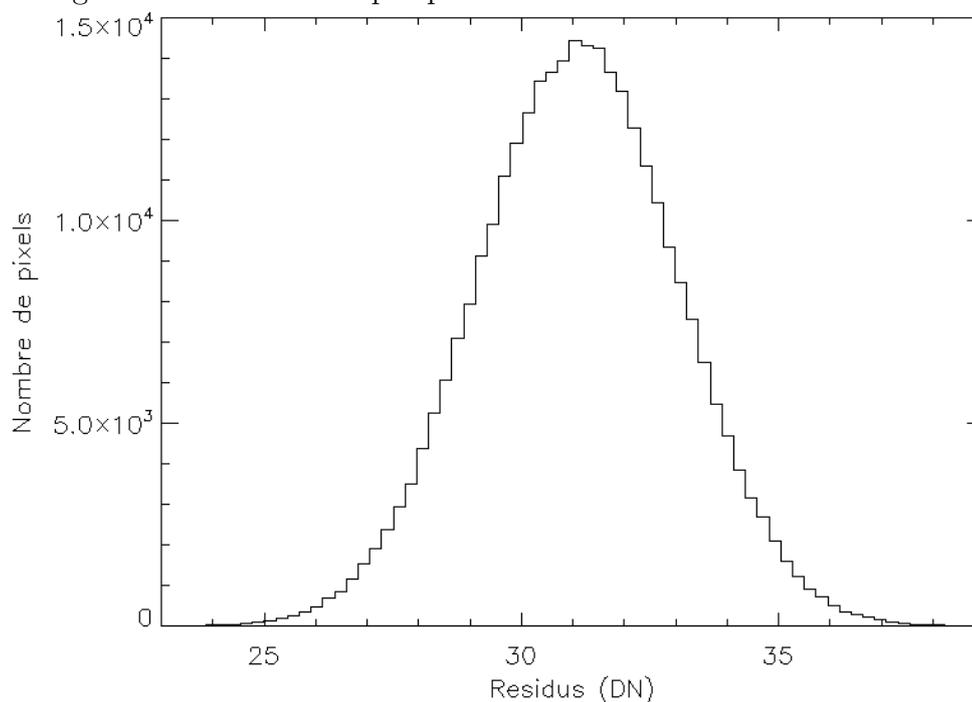


FIG. 2.26 – Histogramme des écarts types des résidus d’ajustement de la réponse de chaque pixel, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C.

Identification des pixels défectueux :

A l'aide des mesures précédentes, nous pouvons aussi identifier les pixels défectueux de la matrice. Les pixels défectueux les plus courants pour une matrice de micro-bolomètre peuvent se définir comme suit :

- Pixels froids : pixels dont la réponse est très faible ou nulle ;
- Pixels non-linéaires : pixels dont la réponse n'est pas linéaire avec la puissance incidente, et ne correspondant donc pas au comportement théorique attendu ;
- Pixels instables : pixels dont le signal est instable en fonction du temps, même pour une consigne ne variant pas au cours du temps ;
- Pixels bruyant : pixels dont le niveau de bruit est significativement plus important que la moyenne.

J'ai utilisé la réponse mesurée des pixels de la matrice pour détecter les mauvais pixels ayant :

- une sensibilité trois fois moins importante que la moyenne des sensibilités pour tous les pixels,
- ou un écart type des résidus trois fois supérieur à la moyenne pour tous les pixels.

Dans le premier cas il s'agira d'un pixel froid ou non-linéaire, et dans le deuxième cas d'un pixel non-linéaire, instable ou bruyant. Dans les deux cas, il faudra tracer la réponse du pixel concerné pour déterminer plus précisément quel est son défaut.

La figure 2.27 correspond au tracé des réponses mesurées pour tous les mauvais pixels détectés. Les courbes de réponse de douze pixels froids, représentées en bleu, sont toutes superposées à la valeur nulle sauf une. Les courbes de réponses des cinq autres pixels défectueux détectés sont représentées en rouge. La courbe de réponse d'un pixel correspondant au comportement moyen de la matrice est représentée en noir pour comparaison.

Les mauvais pixels identifiés sont énumérés dans le tableau 2.1. Les cinq pixels dont la réponse mesurée est représentée en rouge sur la figure 2.27 sont les pixels numéro 8, 10, 11, 13 et 15 du tableau 2.1. Le pixel numéro 10 correspond à la courbe de réponse rouge la plus haute de la figure. D'après cette courbe et les valeurs correspondant à son meilleur ajustement listées dans le tableau, on peut voir qu'il s'agit d'un pixel qui est soit "non-linéaire" soit trop "bruyant". Les quatre autres pixels défectueux ont quant à eux une courbe de réponse qui reste nulle avant une température seuil de 45°C pour le pixel 8, 25°C pour le pixel 11, 15°C pour le pixel 13, et 40°C pour le pixel 15. Dans les trois cas, cela ne correspond pas au comportement normal d'un pixel de micro-bolomètre. Ce sont donc des pixels "non-linéaires".

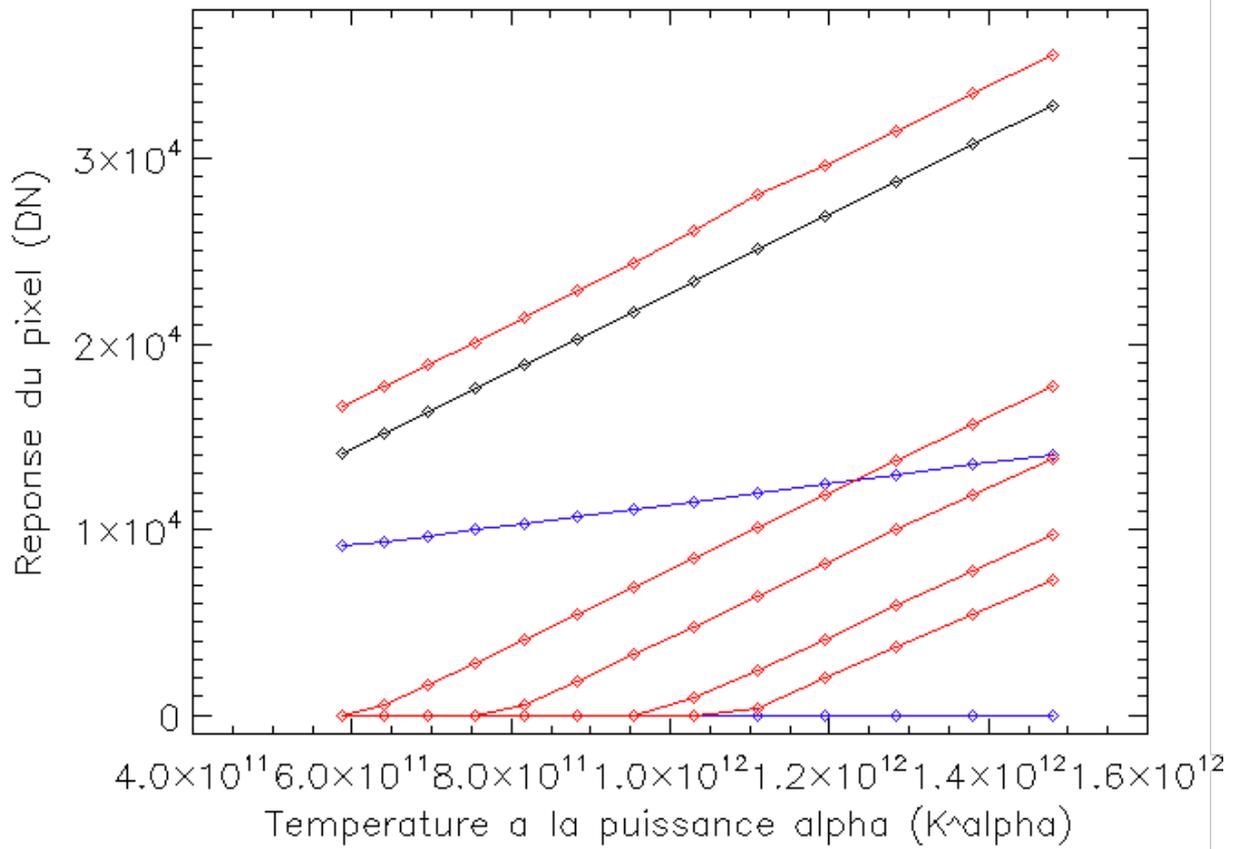


FIG. 2.27 – Réponse des mauvais pixels que nous avons détectés sur la matrice, pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir réglé entre 10 et 70°C par pas de 5°C. Courbes bleues : réponses des douze pixels froids. Courbes rouges : réponses des cinq autres pixels défectueux. Courbe noire : réponse d’un pixel correspondant au comportement moyen de la matrice pour comparaison.

Pixels défectueux détectés					
Numéro	Colonne	Ligne	Sensibilité @300 K (DN/K)	Écart type (DN)	Type de pixel
1	11	258	68,5	15,4	Froid
2	100	292	0,0	0,0	Froid
3	126	221	0,0	0,0	Froid
4	129	153	0,0	0,0	Froid
5	181	146	0,0	0,0	Froid
6	186	62	0,0	0,0	Froid
7	187	62	0,0	0,0	Froid
8	199	118	89,8	1284,6	Non-linéaire
9	234	136	0,0	0,0	Froid
10	263	312	266,2	105,5	Non-linéaire
11	264	120	206,1	940,1	Non-linéaire
12	274	135	0,0	0,0	Froid
13	286	153	249,8	140,7	Non-linéaire
14	300	253	0,0	0,0	Froid
15	309	88	132,7	1369,8	Non-linéaire
16	472	467	0,0	0,0	Froid
17	549	464	0,0	0,0	Froid

TAB. 2.1 – Liste des mauvais pixels que nous avons détectés sur la matrice pour une mesure de la réponse effectuée détecteur accolé à la surface du corps noir régulé entre 10 et 70°C par pas de 5°C. Moyenne de la sensibilité pour tous les pixels : 261,6 DN/K (cf. fin section 2.2.2.3). Écart type moyen des résidus entre la réponse et la régression linéaire des pixels : 31,2 DN (cf. Fig. 2.26).

Tous les pixels que nous avons identifiés sont aussi signalés par la société INO dans le tableau de mauvais pixels fourni lors de la livraison du module IRXCORE 640 (cf. Tab. 2.2), mais nous n’avons détecté que 17 des 21 mauvais pixels signalés par INO. Nous n’avons pas une stabilisation en température de l’environnement du détecteur suffisante pour faire des mesures de stabilité du signal des pixels (cf. section 2.2.2.1). Cela explique donc pourquoi nous n’avons pas détecté les deux pixels au signal instable signalés par INO (pixels numéro 6 et 7 du tableau 2.2). Le pixel froid numéro 17 du tableau 2.2, que nous n’avons pas détecté, a un signal proche de zéro (<1000 DN par rapport à 14000 DN en moyenne) pour une température de scène de 10°C mais une sensibilité dans la moyenne de la matrice. Il est très probable que nous l’aurions détecté avec une mesure de réponse commençant à une température inférieure à 10°C. Enfin, le pixel non-linéaire numéro 2 du tableau 2.2, que nous n’avons pas détecté, a une pente proche de la limite de détection comme pixel froid. Un critère un peu moins strict aurait permis de le détecter à l’aide de nos mesures.

Pixels défectueux signalés par la société INO			
Numéro	Colonne	Ligne	Type de pixel
1	11	258	Non-linéaire
2	11	259	Non-linéaire
3	100	292	Froid
4	126	221	Froid
5	129	153	Froid
6	133	259	Instable
7	142	48	Instable
8	181	146	Froid
9	186	62	Froid
10	187	62	Froid
11	199	118	Froid
12	234	136	Froid
13	263	312	Non-linéaire
14	264	120	Froid
15	274	135	Froid
16	286	153	Froid
17	300	252	Froid
18	300	253	Froid
19	309	88	Froid
20	472	467	Froid
21	549	464	Froid

TAB. 2.2 – Liste des mauvais pixels signalés par la société INO.

La figure 2.28 représente la répartition des mauvais pixels que nous avons détecté sur la matrice du détecteur. Ces pixels semblent distribués aléatoirement sur toute sa surface même s'ils sont situés majoritairement sur la gauche de la matrice.

A retenir - Nous avons identifié 15 mauvais pixels sur la matrice du détecteur, qui en contient plus de 300 000 (640×480). Le détecteur est donc excellent, avec moins de 0,005% de mauvais pixels.

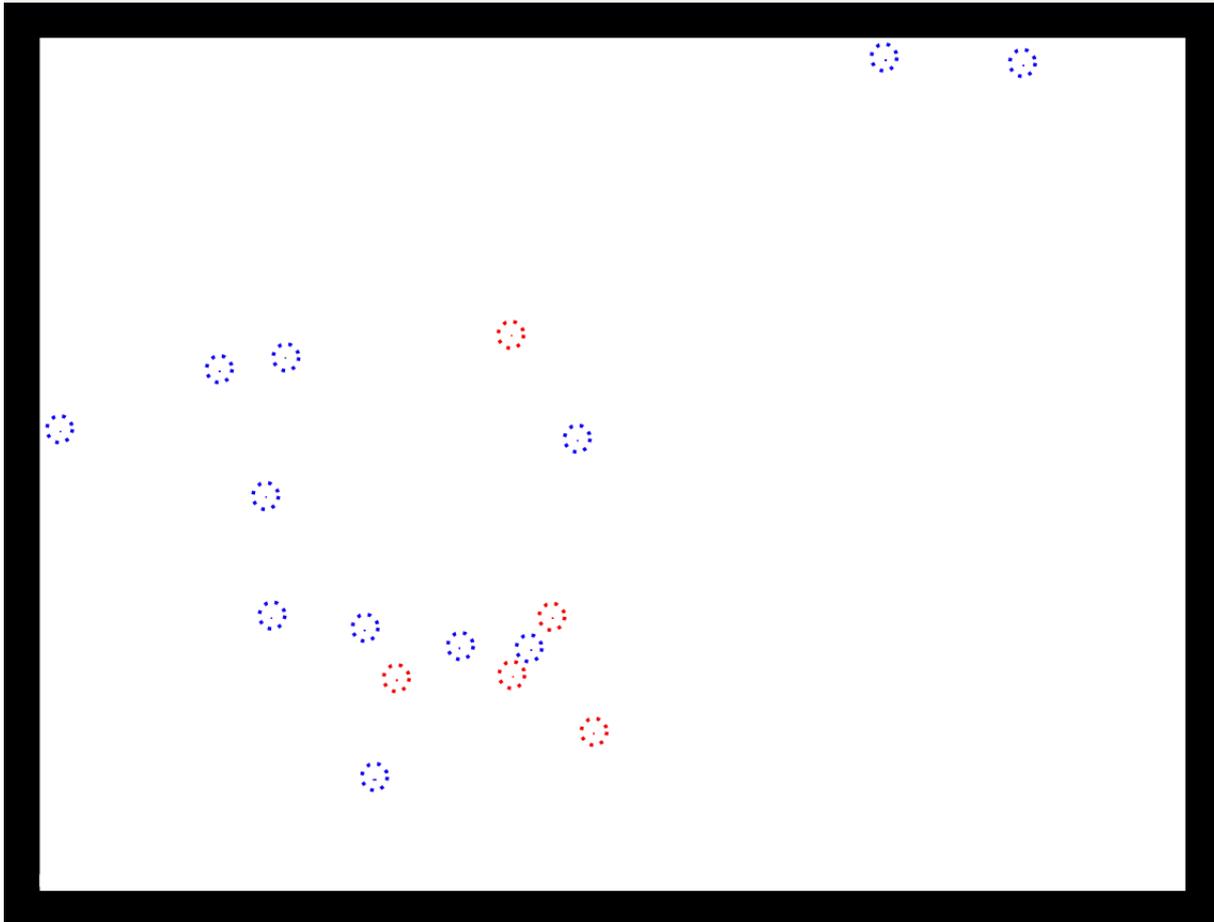


FIG. 2.28 – Matrice indiquant l'emplacement des mauvais pixels que nous avons identifiés sur notre détecteur. Les pixels entourés en rouge ont un signal non linéaire, les pixels entourés en bleu ont un signal trop faible.

2.2.2.4 Point de fonctionnement

L'interface utilisateur du logiciel fourni par INO pour contrôler le module IRXCORE 640 permet d'en faire varier quelques paramètres de fonctionnement, dont les plus importants sont la température du plan focal, le temps d'intégration du signal, et le gain du signal mesuré. J'ai étudié l'influence de ces différents paramètres sur le bruit du détecteur et sa sensibilité afin de déterminer le point de fonctionnement qui minimise le NETD.

Température du plan focal :

La température du plan focal correspond à la température T_0 de la surface de support de chaque micro-bolomètre dont le principe de fonctionnement est illustré figure 2.1. Elle est contrôlée via un module thermoélectrique dont on peut fixer la consigne en température et surveiller sa valeur grâce à l'interface utilisateur du logiciel.

– Influence de T_0 sur le bruit :

Toutes les mesures de bruit que j'ai pu effectuer à partir de séries d'images réalisées en changeant la température T_0 , contiennent à la fois le bruit en sortie de chaque micro-bolomètre, le bruit de l'électronique de lecture de l'ensemble du module, et le bruit dû aux légères variations de la température de la salle d'expérience au cours du temps ($\pm 0,15^\circ\text{C}$ cf. section 2.2.2.1). Les valeurs efficaces de ces bruits s'ajoutent en une somme quadratique.

J'ai réalisé trois séries de 600 mesures différentes d'une scène de température fixe, effectuées dans les mêmes conditions, en ne changeant que la température T_0 du plan focal de 10°C à 30°C d'une série à l'autre. La figure 2.29 représente sous forme de trois histogrammes les écarts à la valeur moyenne d'un pixel de la matrice choisi arbitrairement sur la matrice du détecteur. On peut y remarquer que la distribution résultante est gaussienne et que l'écart type de ces mesures est croissant avec la valeur de la température T_0 (cf. Tab. 2.3).

Ce résultat correspond bien à l'expression théorique de la valeur efficace de la tension de bruit total en sortie de chaque micro-bolomètre (Eq. (2.22)) que nous avons établie. D'après cette équation, il faut diminuer autant que possible la température T_0 afin de minimiser la valeur du bruit du détecteur, ce qui est logique étant donné que ce bruit est majoritairement thermique et que le carré de sa valeur efficace est proportionnel à la température des composants.

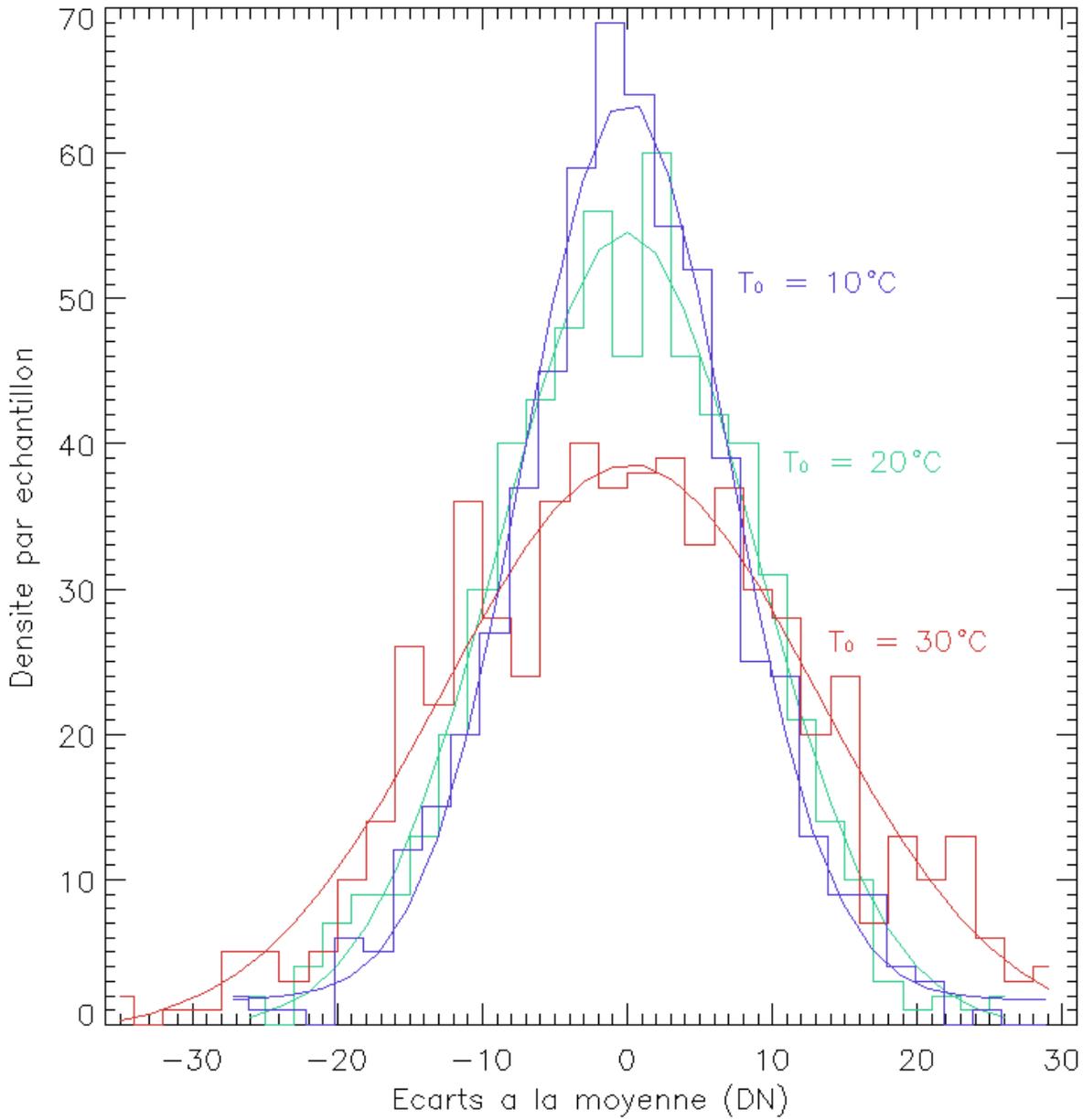


FIG. 2.29 – Histogrammes des écarts à la valeur moyenne en coups (DN : Digital Number, soit unité digitale en français) de trois séries de 600 mesures ainsi que leurs régressions gaussiennes. Série de mesures réalisée avec une température : en bleu, $T_0 = 10^\circ\text{C}$; en vert, $T_0 = 20^\circ\text{C}$; en rouge, $T_0 = 30^\circ\text{C}$.

Inversement, le niveau continu de ces mesures s'est avéré décroissant avec la température T_0 (cf. Tab. 2.3). Cela peut s'expliquer par le fait que les pixels sont en contact avec le support à la température T_0 , et que la résistance des micro-bolomètres diminue lorsque leur température augmente car leur coefficient de variation est négatif. Le niveau continu augmente de façon importante lorsque la température du plan focal diminue, or les valeurs tirées de ces mesures sont codées sur 16 bits, et ne peuvent donc pas dépasser la valeur de 65 536 coups. Cette augmentation pourrait potentiellement limiter la plage de mesures à une température maximale d'environ 156°C pour $T_0 = 10^\circ\text{C}$, d'environ 162°C pour $T_0 = 20^\circ\text{C}$, et d'environ 167°C pour $T_0 = 30^\circ\text{C}$ (cf. section 2.2.2.4).

Température du plan focal	10°C	20°C	30°C
Ecart type (DN)	8,2	9,2	13,5
Niveau continu (DN)	28 170	17 900	6 370

TAB. 2.3 – Écart type et niveau continu en coups des mesures de bruit effectuées en fonction de la température du plan focal pour un pixel de la matrice du détecteur choisi arbitrairement.

Notre expérience a été faite avec une fréquence de prises de vues de 1 Hz, mais nous n'avons pas vérifié si le comportement du bruit est identique pour d'autres fréquences de mesure. Dans ce but, 2000 nouvelles mesures ont été effectuées avec une fréquence de 50 Hz et une température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$, afin d'obtenir le spectre du bruit mesuré en fonction de la fréquence des mesures, tracé sur la figure 2.30 pour le même pixel que précédemment, le pixel 100×100 . Le bruit de mesure est constitué d'un bruit en $1/f$ ayant une fréquence de coude proche de 2 Hz et d'un bruit blanc. Les mesures de bruit de la figure 2.29 faites pour une fréquence de 1 Hz inférieure à la fréquence de coude doivent donc être supérieures à celles faites au delà de 2 Hz.

Pour notre première expérience réalisée à 1 Hz avec une température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$, nous avons mesuré l'écart type du bruit du pixel 100×100 de la matrice à 9,2 DN. Tandis que pour notre deuxième expérience réalisée à 50 Hz avec la même température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$, nous mesurons l'écart type du bruit de ce pixel à 9,0 DN. Nous avons donc bien surestimé le bruit de ce pixel de 2,2% en le mesurant avec une fréquence inférieure à la fréquence de coude, ce qui est raisonnable.

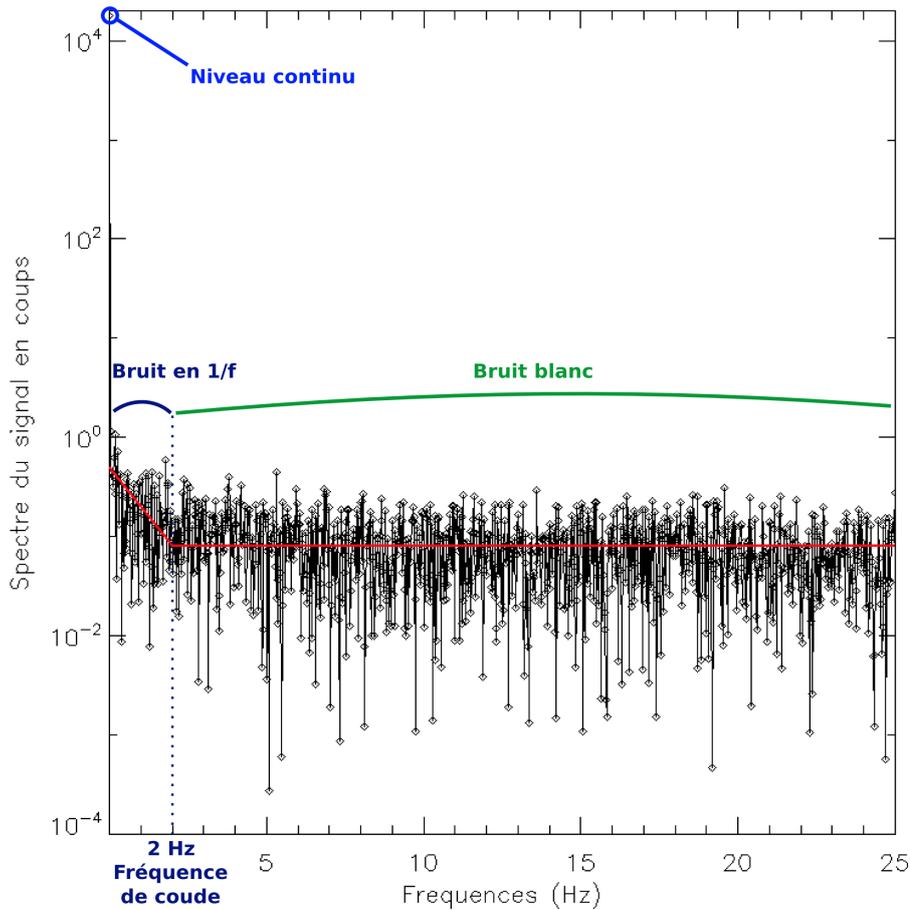


FIG. 2.30 – Spectre du bruit de mesure en noir pour 2000 mesures du pixel 100×100 de la matrice du détecteur, choisi arbitrairement, effectuées avec une fréquence de 50 Hz et une température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$, et tracé de l'ajustement de ce bruit en rouge.

Les analyses de bruit présentées ont été faites pour un pixel choisi arbitrairement, le pixel de coordonnées 100×100 du détecteur. Afin de vérifier que son comportement est représentatif de celui des autres pixels de la matrice, nous avons refait la même analyse pour tous les pixels dans la figure 2.31. Nous comparons dans cette figure et dans l'histogramme des écarts types des pixels y correspondant, figure 2.32, les écarts types de tous les pixels de la matrice mesurés pour une fréquence de 50 Hz et une température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Sur la première figure on peut voir que le bruit est distribué de façon assez homogène d'un pixel à l'autre, même si l'on peut distinguer sur l'image des colonnes dues à la compensation par les pixels aveugles, et deux zones où le bruit semble légèrement plus important qu'ailleurs, au milieu à gauche et en bas à droite de l'image. Tandis que sur l'histogramme des écarts types du bruit, on peut constater que leur distribution de valeurs est centrée autour de la valeur de 11 coups. Le pixel 100×100 que nous avons pris comme référence pour nos analyses était donc bien représentatif du comportement de toute la matrice du détecteur, même s'il est légèrement moins bruité (9,0 DN) que la moyenne.

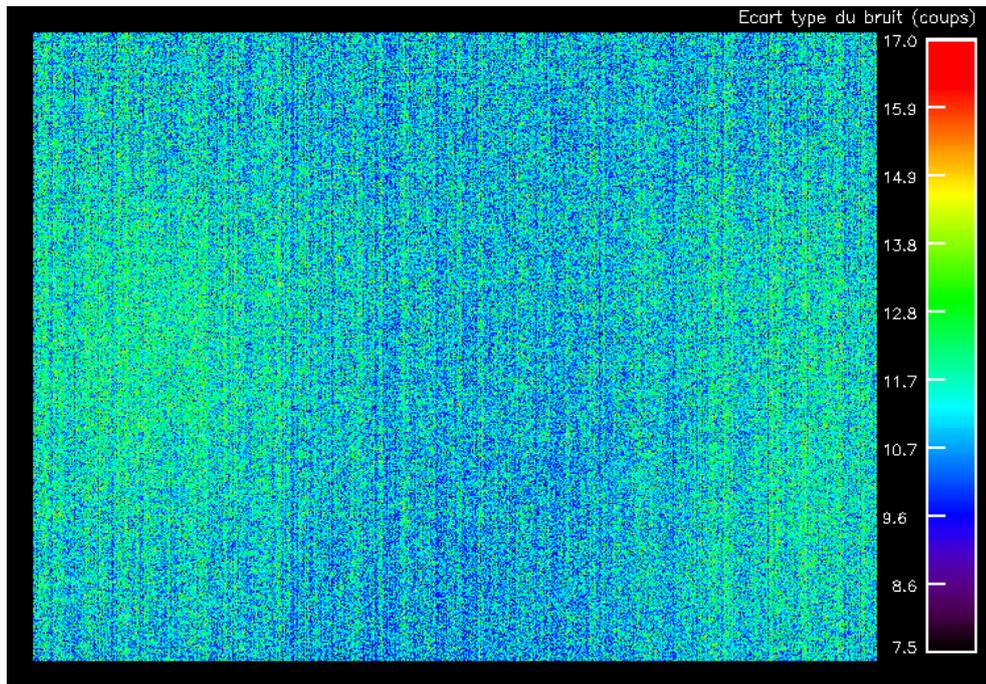


FIG. 2.31 – Écart type du bruit de mesure de la matrice du détecteur sur 2000 mesures effectuées avec une fréquence de 50 Hz et une température de plan focal $T_0 = 20^\circ\text{C}$, en enlevant les mauvais pixels (cf. section 2.2.2.3).

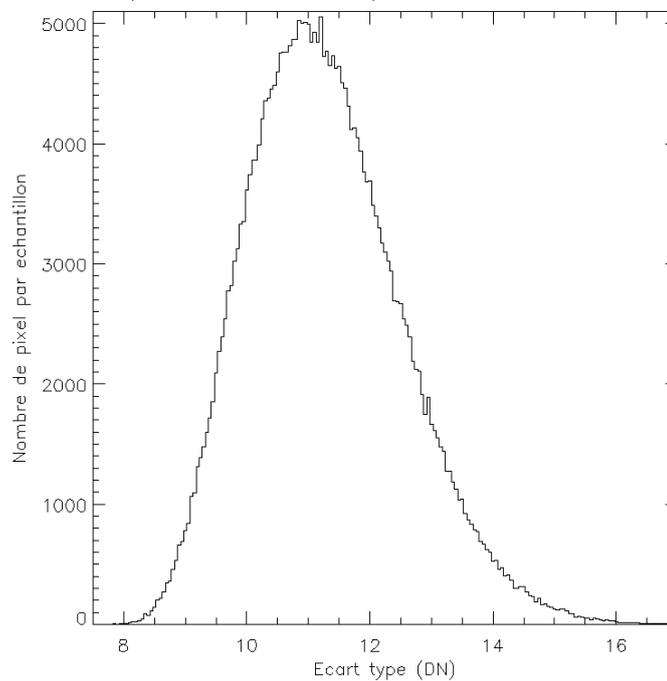


FIG. 2.32 – Histogramme des écarts types du bruit en coups (DN) des pixels de la matrice, en enlevant les mauvais pixels.

Par ailleurs, l'étude du bruit nous permet de détecter deux des pixels défectueux signalés par INO avec un écart type de bruit de mesure de l'ordre de 6 fois la moyenne, les pixels numéro 7 et 13 du tableau 2.2.

– *Influence de T_0 sur la sensibilité :*

La sensibilité du détecteur est la dérivée en fonction de la température de scène de sa réponse. Elle est proportionnelle à la pente de l'ajustement de cette réponse en fonction de la température de scène. Pour mesurer cette dernière, j'ai donc effectué trois mesures de réponse du détecteur avec une image de corps noir focalisée évoluant de 10 à 70°C par pas de 5°C en faisant varier la température du plan focal T_0 entre chaque mesure de 10 à 30°C par pas de 10°C. Je n'ai pas utilisé de corps noir de référence afin d'obtenir une image la plus grande possible de la surface du corps noir variant en température. L'histogramme 2.33 tracé à partir des pentes de l'ajustement de la réponse de chaque pixel éclairé par le corps noir pour trois valeurs différentes de T_0 et le tableau de résultats associé (cf. Tab. 2.4) montrent que la sensibilité des pixels à 300 K augmente avec la température T_0 du plan focal.

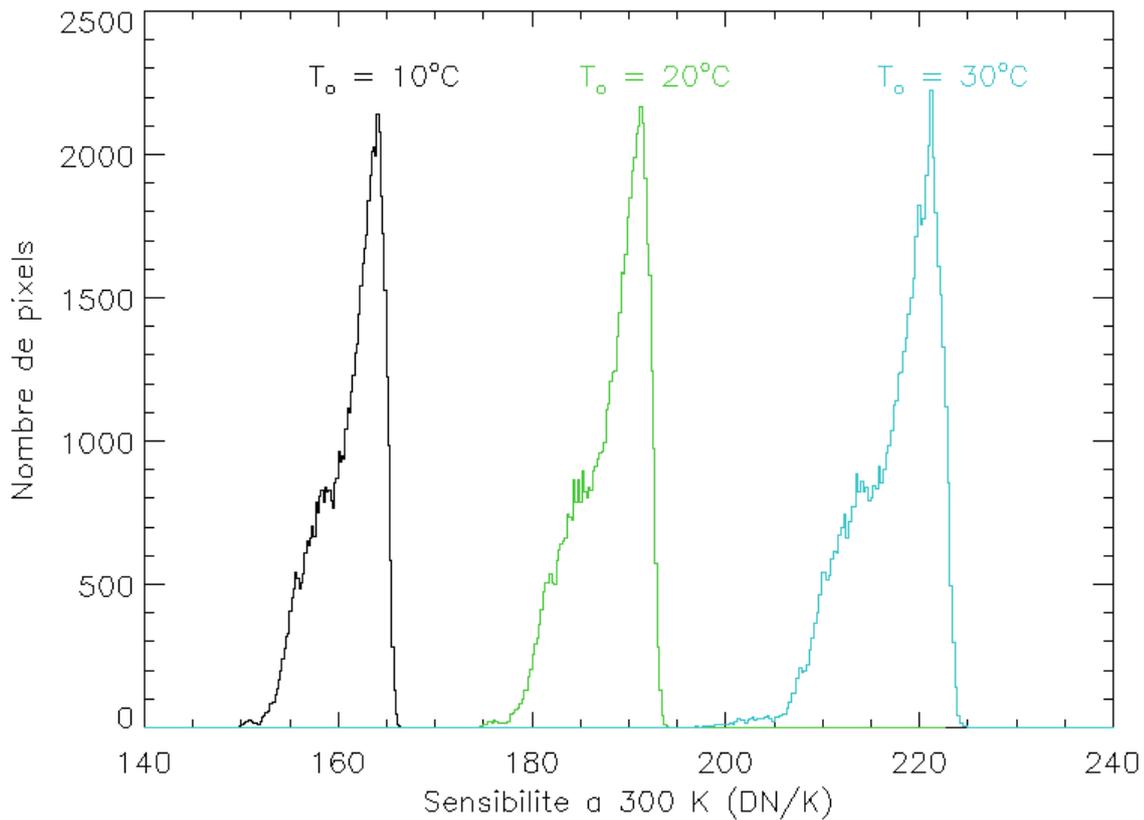


FIG. 2.33 – Histogramme de la sensibilité à 300 K de chaque pixel éclairé par le corps noir (250×250 pixels) pour trois mesures de réponse du détecteur avec une image de corps noir focalisée évoluant de 10 à 70°C par pas de 5°C en faisant varier la température du plan focal T_0 entre chaque mesure de 10 à 30°C par pas de 10°C.

Température du plan focal	10°C	20°C	30°C
Sensibilité (DN/K@300 K)	161,2	188,0	217,4
Écart type (DN/K)	3,37	3,99	5,09

TAB. 2.4 – Écarts types et sensibilités moyennes à 300 K de 250×250 pixels éclairés par le corps noir focalisé évoluant de 10 à 70°C par pas de 5°C en faisant varier la température du plan focal T_0 entre chaque mesure de 10 à 30°C par pas de 10°C.

La température du plan focal T_0 n'apparaît pas directement dans l'équation de la sensibilité du détecteur (Eq. (2.17)) que nous avons établie, mais la résistance électrique du détecteur $R(T_{pixel})$ y est au dénominateur. Or, la température T_{pixel} de chaque pixel est directement influencée par la température T_0 de son support par conduction thermique. Augmenter ou diminuer T_0 équivaut donc à augmenter ou diminuer la température T_{pixel} de la zone sensible de chaque pixel. Sachant que la résistance électrique du détecteur $R(T_{pixel})$ suit la loi d'Arrhénius (Eq. (2.1)) et donc diminue lorsque la température du détecteur augmente, alors cela signifie que, d'après l'équation (2.17), la sensibilité augmente lorsque la température du plan focal T_0 augmente.

Comme le prévoit la théorie, la sensibilité est croissante avec la température T_0 du plan focal du détecteur.

– *Conclusion :*

A retenir - Le niveau de bruit et la sensibilité du détecteur augmentent lorsque la température T_0 du plan focal augmente.

Pour optimiser la sensibilité du détecteur tout en maintenant le bruit de mesure à un niveau minimal, il faut adopter un compromis concernant la température du plan focal.

Afin de déterminer la température T_0 la plus appropriée pour mon expérience, il faut convertir les niveaux de bruit mesurés (cf. Tab. 2.3) en erreur équivalente en température autour d'une température de scène de 300 K à l'aide des pentes de réponse mesurées (cf. Tab. 2.4). Les résultats obtenus (cf. Tab. 2.5) montrent que le niveau de bruit équivalent autour de 300 K, correspondant au NETD, est plus faible pour la température $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

Dans le cadre de mon expérience, la température $T_0 = 20^\circ\text{C}$ offre donc le meilleur compromis entre le niveau de bruit et la sensibilité. Par la suite, j'ai toujours utilisé la température $T_0 = 20^\circ\text{C}$ pour le plan focal lors de mes expériences.

Température du plan focal	10°C	20°C	30°C
NETD (mK@300 K)	52,7	48,9	62,1

TAB. 2.5 – NETD (@300 K, N=0,86) des pixels de la matrice calculé à l’aide des pentes moyennes de l’ajustement de la réponse du détecteur autour de 300 K et des mesures faites du bruit avec une fréquence de 1 Hz en fonction de la température du plan focal T_0 , cette dernière variant de 10°C à 30°C par pas de 10°C.

Temps d’intégration :

Pour un micro-bolomètre, le temps d’intégration $t_{intégration}$ correspond au temps de chargement du condensateur permettant la conversion en tension du signal d’un pixel.

Le logiciel fourni avec le module IRXCORE 640 permet de réguler **indirectement** le temps d’intégration des pixels. En effet, l’utilisateur a le choix de lire les pixels à l’aide d’une ou deux sorties de données, et de ne lire qu’une partie des pixels de la matrice s’il le souhaite. En mode une seule sortie, la fréquence de lecture F_{Image} de l’ensemble de la matrice du détecteur est fixée à 29,1 Hz par le constructeur, tandis qu’en mode deux sorties, cette fréquence est fixée à 58,2 Hz. L’électronique associée au détecteur fonctionne alors à une fréquence $F_{Master\ Clock}$ supérieure à $F_{Image} \times 640 \times 480$ afin de pouvoir lire tous les pixels de la matrice.

La lecture des pixels est effectuée en deux temps. D’abord, tous les pixels d’une ligne sont intégrés simultanément lors de la conversion du signal courant tension. Puis les valeurs des pixels de la ligne intégrée sont lues une à une à la fréquence de l’électronique de lecture $F_{Master\ Clock}$. Le temps d’intégration $t_{intégration}$ des pixels de la ligne et le temps de lecture de tous les pixels de cette ligne sont égaux.

Ainsi, la matrice est lue ligne après ligne, en profitant du temps de lecture d’une ligne pour commencer l’intégration de la suivante, suivant le mode ”obturateur roulant”. Le temps d’intégration peut donc s’écrire :

$$\begin{aligned}
 t_{intégration} &= \frac{1}{F_{Master\ Clock}} \times n_{Pixels\ ligne} \quad [s] \\
 t_{intégration} &< \frac{1}{F_{Image} \times 640 \times 480} \times n_{Pixels\ ligne} \quad [s] \\
 t_{intégration} &< \frac{1}{29,1 \times N_{Sorties} \times 640 \times 480} \times n_{Pixels\ ligne} \quad [s] \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

Les temps d’intégration maximums par pixel équivalents aux différents choix de fenêtrages possibles sont résumés dans le tableau 2.6.

Taille de la fenêtre	640 × 480	320 × 240	160 × 120
1 sortie	71,6 μs	35,8 μs	17,9 μs
2 sorties	35,8 μs	17,9 μs	8,9 μs

TAB. 2.6 – Temps d’intégration maximum par pixel en fonction de la taille de la fenêtre de pixels lus et du nombre de sorties de données utilisées.

– *Influence de $t_{\text{intégration}}$ sur le bruit :*

J’ai effectué six séries de 2000 mesures à une fréquence de 20 Hz, dans les mêmes conditions, correspondant aux six différents choix possibles de temps d’intégration des pixels de la matrice (cf. Tab. 2.6). Les histogrammes des écarts types du bruit mesuré pour chaque pixel, et pour chaque configuration expérimentale différente, sont illustrés par la figure 2.34 et résumés dans le tableau 2.7. Nous voyons que le bruit augmente lorsque le temps d’intégration des pixels augmente, même si cette tendance a l’air de se stabiliser pour des temps d’intégration inférieurs à 18 μs. C’est le comportement attendu d’après l’équation (2.22), selon laquelle plus le temps d’intégration est important, plus la valeur efficace de la tension de bruit augmente.

Taille de la fenêtre	640 × 480	320 × 240	160 × 120
1 sortie	17,6 DN	6,9 DN	3,3 DN
2 sorties	8,3 DN	3,6 DN	3,1 DN

TAB. 2.7 – Bruit (1σ) des pixels de la matrice en fonction de leur temps d’intégration par pixel, ce dernier variant en fonction de la taille de la fenêtre de pixels lus et du nombre de sorties de données utilisées (cf. Tab. 2.6).

On remarque que l’écart type moyen du bruit des pixels est plus important lorsque l’on utilise deux sorties de données pour un même temps d’intégration. Cela résulte probablement de la redirection de la moitié des données vers la seconde sortie de lecture qui ajoute son propre bruit au signal. Il est aussi possible que la deuxième sortie de données soit plus bruitée que la première.

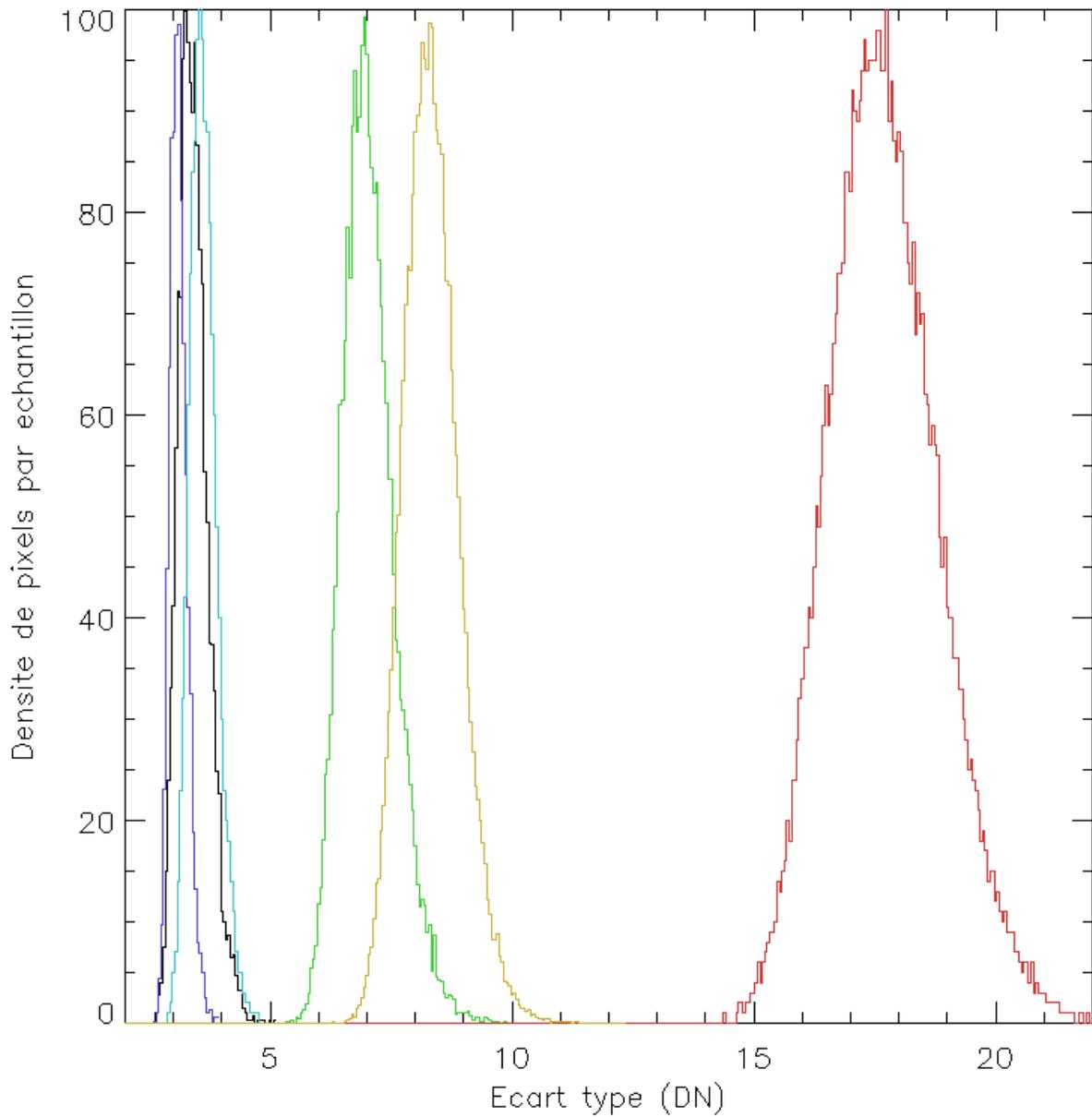


FIG. 2.34 – Histogramme des écarts types du bruit en coups (DN) des pixels de la matrice, en enlevant les mauvais pixels, pour différents temps d'intégration par pixel. Courbe bleu foncée : $t_{\text{intégration}} = 8,9 \mu\text{s}$ (lecture de 160×120 pixels avec 2 sorties). Courbe noire : $t_{\text{intégration}} = 17,9 \mu\text{s}$ (lecture de 160×120 pixels avec 1 sortie). Courbe bleu claire : $t_{\text{intégration}} = 17,9 \mu\text{s}$ (lecture de 320×240 pixels avec 2 sorties). Courbe verte : $t_{\text{intégration}} = 35,8 \mu\text{s}$ (lecture de 320×240 pixels avec 1 sortie). Courbe jaune : $t_{\text{intégration}} = 35,8 \mu\text{s}$ (lecture de 640×480 pixels avec 2 sorties). Courbe rouge : $t_{\text{intégration}} = 71,6 \mu\text{s}$ (lecture de 640×480 pixels avec 1 sortie).

– Influence de $t_{\text{intégration}}$ sur la sensibilité :

Afin de vérifier l'influence de $t_{\text{intégration}}$ sur la sensibilité, j'ai effectué trois mesures de réponse du détecteur avec une image de corps noir focalisée évoluant de 10 à 70°C, par pas de 5°C, correspondant à trois temps d'intégration différents. Cette fois encore, je n'ai pas utilisé de corps noir de référence afin d'obtenir une image la plus grande possible de la surface du corps noir variant en température.

L'histogramme 2.35, tracé à partir des pentes d'ajustement de la réponse de chaque pixel, et le tableau de résultats associé (cf. Tab. 2.8), montrent qu'il existe une relation de proportionnalité entre le temps d'intégration des pixels et leur sensibilité.

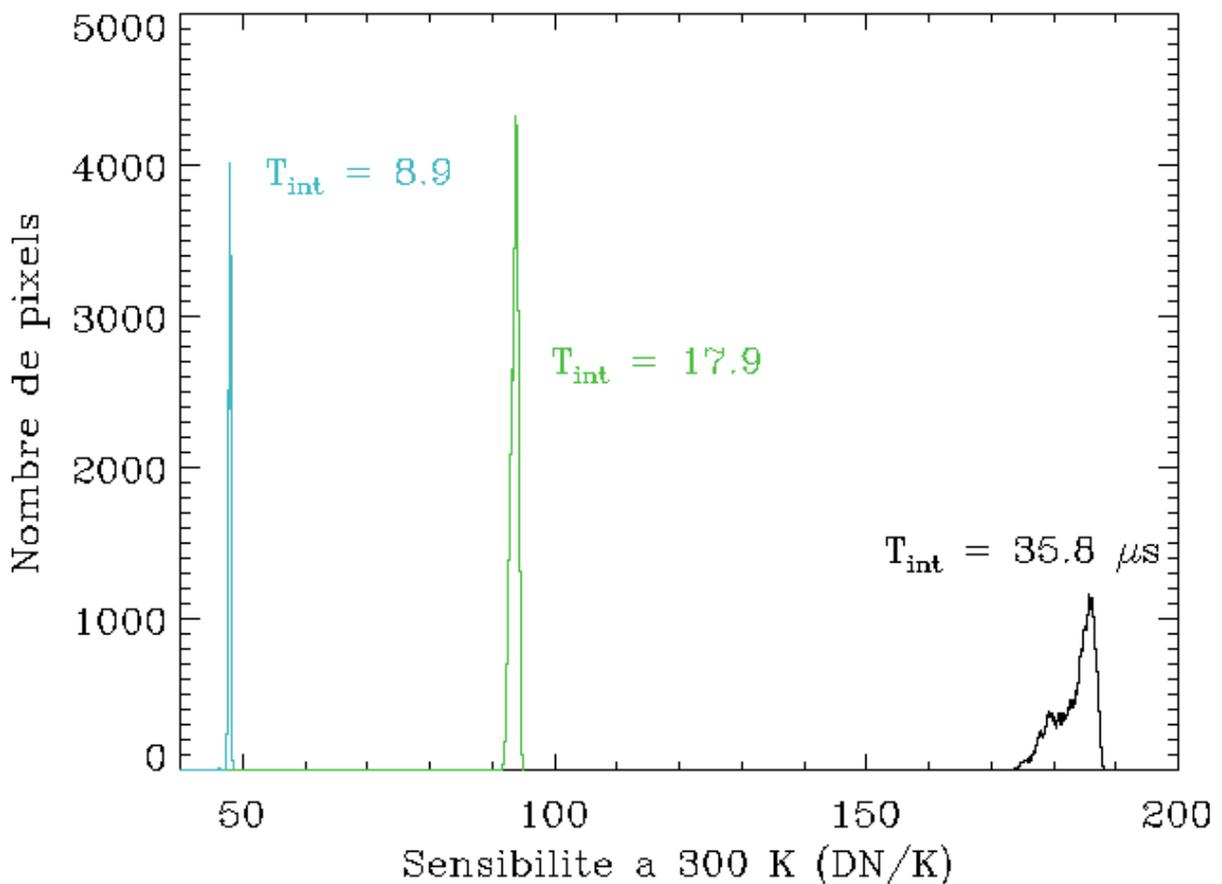


FIG. 2.35 – Histogramme de la sensibilité à 300 K en DN/K pour 250×250 pixels de la matrice, en enlevant les mauvais pixels, pour différents temps d'intégration par pixel. Courbe noire : $t_{\text{intégration}} = 35,8 \mu\text{s}$ (lecture de 640×480 pixels avec 2 sorties). Courbe bleue : $t_{\text{intégration}} = 17,9 \mu\text{s}$ (lecture de 320×240 pixels avec 2 sorties). Courbe verte : $t_{\text{intégration}} = 8,9 \mu\text{s}$ (lecture de 160×120 pixels avec 2 sorties).

Temps d'intégration	35,8 μ s	17,9 μ s	8,9 μ s
Sensibilité moyenne (DN/K@300 K)	183,4 \pm 3,01	93,6 \pm 0,95	47,9 \pm 0,47

TAB. 2.8 – Sensibilités moyennes à 300 K en DN/K de 250×250 pixels en fonction de leur temps d'intégration, ce dernier variant en fonction de la taille de la fenêtre de pixels lus pour deux sorties de données (cf. Tab. 2.6).

Ces résultats correspondent au comportement attendu du détecteur, l'Eq. (2.17) montrant que la sensibilité du détecteur est proportionnelle au temps d'intégration des pixels.

– *Conclusion :*

A retenir - Le niveau de bruit et la sensibilité du détecteur augmentent lorsque le temps d'intégration du signal des pixels augmente.

Comme pour le paramètre T_0 , il faut rechercher le meilleur compromis, permettant d'optimiser à la fois la sensibilité et le niveau de bruit du détecteur, et minimiser le NETD qui est le rapport des deux.

Afin de déterminer le temps d'intégration le plus approprié pour notre expérience, il faut convertir les niveaux de bruit mesurés (cf. Tab. 2.7) en erreur équivalente en température autour d'une température de scène de 300 K à l'aide des sensibilités mesurées (cf. Tab. 2.8). Les résultats obtenus (cf. Tab. 2.9) montrent que le niveau de bruit équivalent autour de 300 K, correspondant au NETD, est le plus faible pour un temps d'intégration de 17,9 μ s.

Temps d'intégration	35,8 μ s	17,9 μ s	8,9 μ s
NETD (mK@300 K)	45,2	38,5	64,7

TAB. 2.9 – NETD (@300 K, N=0,86) des pixels de la matrice calculé à l'aide des pentes moyennes de l'ajustement de la réponse du détecteur autour de 300 K et des mesures de bruit du détecteur en fonction de leur temps d'intégration, ce dernier variant en fonction de la taille de la fenêtre de pixels lus pour deux sorties de données (cf. Tab. 2.6).

Dans notre cas particulier, le choix du temps d'intégration dépend de la taille de fenêtre de pixels nécessaire à l'expérience et de sa fréquence image voulue. Par la suite, j'ai toujours utilisé une taille de fenêtre de pixels lus de 640×480 afin de pouvoir utiliser la totalité de la surface du détecteur, avec deux sorties de données afin de garder une haute fréquence maximale de lecture des images, ce qui correspond à un temps d'intégration par pixel $t_{intégration} = 35,8 \mu$ s.

Gain :

Le gain correspond à une valeur réglable d'amplification du signal à la sortie des pixels. Le programme fourni avec le module IRXCORE 640 permet à l'utilisateur de choisir une valeur de gain G parmi les huit suivantes [1 ; 1,125 ; 1,290 ; 1,5 ; 1,8 ; 2,25 ; 3 ; 4,5], 1 étant la valeur par défaut.

Ce paramètre n'apparaît pas dans les équations théoriques que nous avons vues car il est appliqué après l'intégration du signal dans le circuit de lecture. Par définition, il augmente la dynamique du signal, et par conséquent la pente de réponse du détecteur. Malheureusement, il augmente aussi la valeur du bruit en sortie des pixels, car il ne fait pas la différence entre ce dernier et le signal en lui-même.

– *Influence du gain sur le bruit :*

Trois séries de 1000 mesures du signal à une fréquence de 20 Hz ont été réalisées pour une même scène avec trois valeurs de gain différentes afin de déterminer l'évolution du niveau de bruit en fonction du gain. D'après les résultats illustrés sur la figure 2.36 et le tableau 2.10 associé, le niveau de bruit augmente lorsque le gain augmente mais pas de façon proportionnelle.

Gain	4,5	2,25	1
Écart type (DN)	± 12,1	± 9,9	± 5,0

TAB. 2.10 – Écarts types des écarts à la valeur moyenne en coups de trois séries de 1000 mesures du signal à une fréquence de 20 Hz pour différents gains G .

– *Influence du gain sur la sensibilité :*

Comme pour les deux autres paramètres de fonctionnement, j'ai effectué trois mesures de réponse du détecteur avec une image de corps noir focalisée évoluant de 10 à 70°C, par pas de 5°C, pour trois valeurs différentes de gain. La figure 2.37 et le tableau associé 2.11 montrent que, comme attendu, la sensibilité du détecteur augmente proportionnellement au gain.

Gain	4,5	2,25	1
Sensibilité moyenne (DN/K@300 K)	187,9 ± 3,98	95,8 ± 1,95	43,2 ± 0,95

TAB. 2.11 – Sensibilités moyennes à 300 K du détecteur en DN/K pour 250 × 250 pixels en fonction du gain.

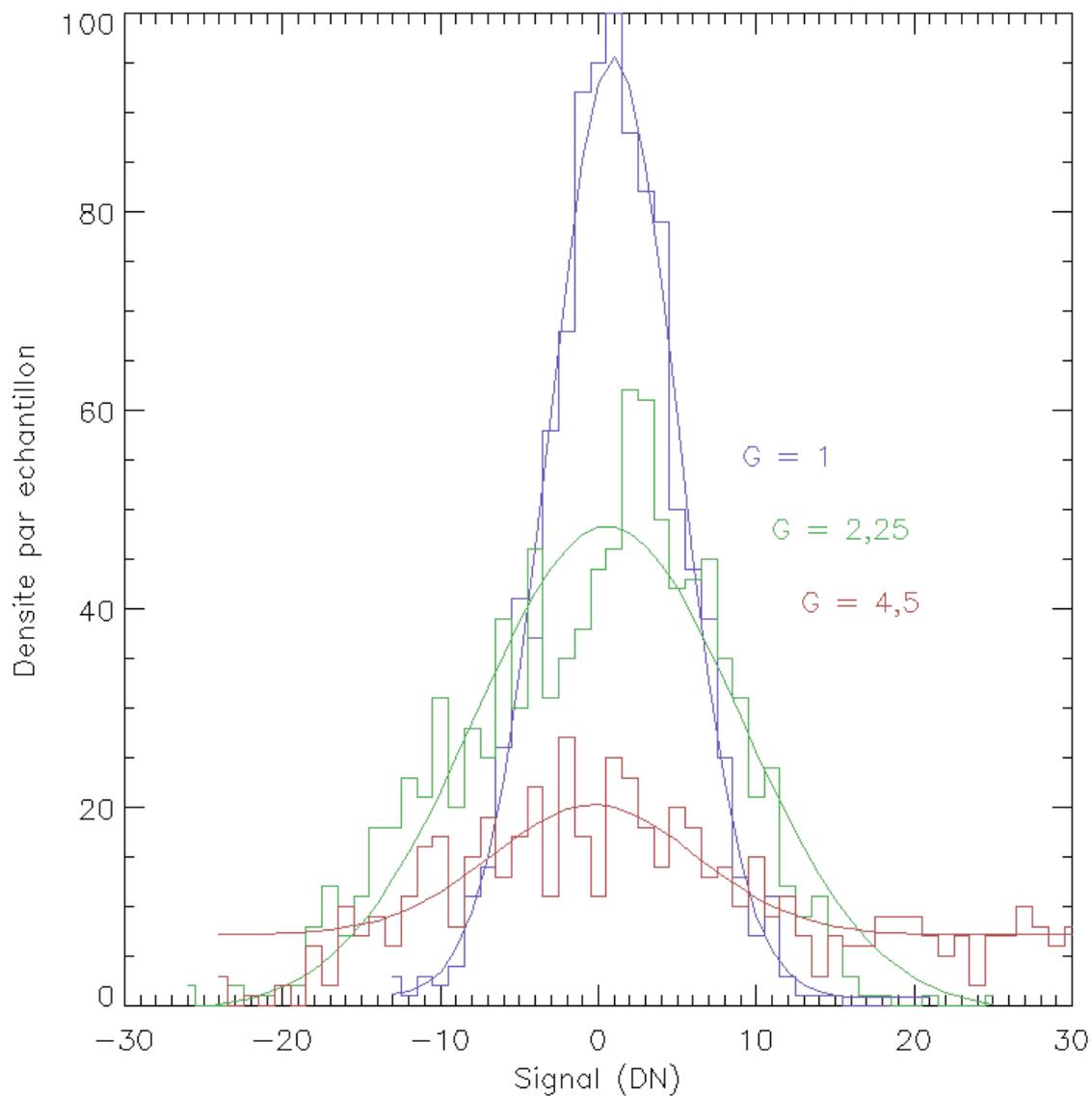


FIG. 2.36 – Histogramme des écarts à la valeur moyenne en coups de trois séries de 1000 mesures du signal à une fréquence de 20 Hz ainsi que leurs régressions gaussiennes pour différents gains G : courbe rouge : $G = 4,5$, courbe verte : $G = 2,25$, et courbe bleue : $G = 1$.

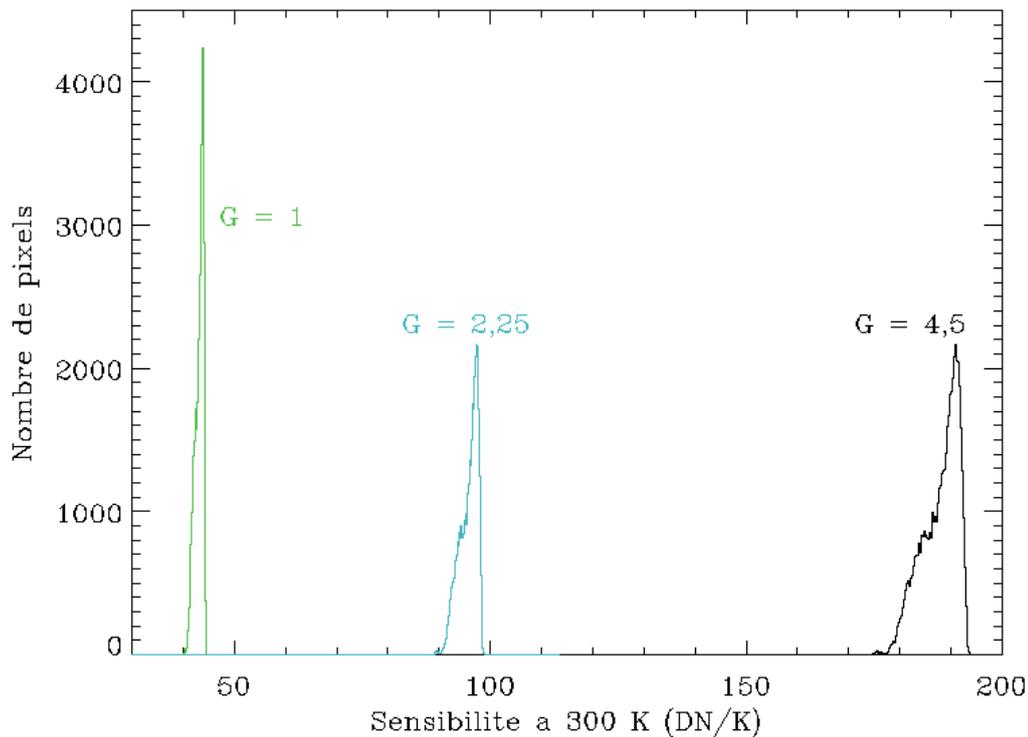


FIG. 2.37 – Histogramme des sensibilités à 300 K en DN/K pour 250×250 pixels de la matrice, en enlevant les mauvais pixels, pour différents gains G . Courbe noire : $G = 4,5$. Courbe bleue : $G = 2,25$. Courbe verte : $G = 1$.

– *Conclusion :*

A retenir - Le niveau de bruit et la sensibilité du détecteur augmentent lorsque le gain augmente.

Comme pour les deux paramètres précédents, il faut adopter un compromis permettant d'optimiser à la fois la sensibilité et le niveau de bruit du détecteur, et ainsi minimiser le NETD.

Afin de déterminer le gain le plus approprié pour notre expérience, il faut convertir les niveaux de bruit mesurés (cf. Tab. 2.10) en erreur équivalente en température autour d'une température de scène de 300 K à l'aide des sensibilités mesurées (cf. Tab. 2.37). Les résultats obtenus (cf. Tab. 2.12) montrent que le niveau de bruit équivalent autour de 300 K, correspondant au NETD, diminue lorsque le gain augmente.

Il semble donc plus avantageux de choisir un gain élevé lors des mesures le bruit augmentant moins vite que la sensibilité. Il faut tout de même garder à l'esprit que le signal du détecteur est codé sur 2^{16} coups, et qu'augmenter ainsi les variations du signal diminue la gamme de températures couverte par ce codage. Ayant une gamme de température maximale allant de -15°C à 145°C pour le corps noir, j'ai toujours utilisé un gain $G = 4,5$ par la suite lors de mes expériences, ce gain permettant de couvrir sans problèmes cette gamme de température.

Gain	4,5	2,25	1
NETD (mK@300 K)	64,4	103,3	115,7

TAB. 2.12 – NETD (@300 K, N=0,86) des pixels de la matrice calculé à l’aide des mesures de sensibilité du détecteur autour de 300 K et de bruit faites en fonction du gain.

2.2.2.5 Paramètres critiques du détecteur

Comme nous l’avons vu précédemment, les trois paramètres critiques d’un micro-bolomètre sont sa sensibilité, son bruit, et son NETD, ce dernier étant le rapport des deux autres paramètres :

$$NETD = \frac{Bruit}{Sensibilité} \quad [K]$$

Sensibilité :

La sensibilité d’un micro-bolomètre correspond au rapport entre la variation de sa tension de sortie et la variation de la température de la source observée. Son équation théorique a été établie lors de la présentation des paramètres critiques d’un détecteur micro-bolométrique (section 2.1.2), où j’avais aussi précisé qu’elle correspond à la dérivée de la réponse du détecteur en fonction de la température de scène.

Or, dans l’équation théorique (2.17) de la sensibilité, nous avons vu apparaître l’ouverture de l’optique placée devant le détecteur. Comme nous cherchons à caractériser les performances du détecteur dans le cadre d’une application en imagerie, il est intéressant de mesurer sa sensibilité avec le système optique en gardant à l’esprit la valeur de son rapport d’ouverture N. Pour cette étude, je compare donc la sensibilité du détecteur mesurée avec et sans optique.

Nous disposons déjà de mesures de réponse du détecteur sans optique réalisées pour caractériser son homogénéité. Il s’agit de mesures allant de 10 à 70°C, par pas de 5°C, en accolant le corps noir au détecteur. Pour ces réponses, le meilleur ajustement est obtenu en fonction de la température de scène à la puissance 4,8.

Avec les optiques, les mesures de réponse les plus complètes réalisées correspondent à une plage de température allant de -15 à 145°C, par pas de 1°C. Pour cette gamme de température, le meilleur ajustement des données est en fonction de la température de scène à la puissance 3,55.

Ainsi, en reprenant ces deux courbes de réponse déjà mesurées et ajustées le mieux possible en fonction de la température de scène à la puissance α , où $\alpha = 4,8$ sans les optiques et $\alpha = 3,55$ avec les optiques, on peut calculer les valeurs de sensibilité de deux façons différentes :

- de façon théorique, à partir de la dérivée de l’ajustement de la réponse en $aT^\alpha + b$, soit :

$$Sensibilité(T_{scène}) = \alpha a \times T_{scène}^{(\alpha-1)} \quad [DN/K] \quad (2.31)$$

- de façon appliquée, en mesurant directement la dérivée à partir des données (cf. Eq. (2.32)).

$$Pente\ locale_{N-N+1} = \frac{y_{N+1} - y_N}{x_{N+1} - x_N} \quad [DN/K] \quad (2.32)$$

Sur la figure 2.38, on peut voir la courbe de réponse mesurée sans le système optique (bleu) et avec le système optique (rouge), ainsi que leurs meilleurs ajustements respectifs (noir). La plage de température des mesures est plus faible (10-70°C) quand le corps noir est accolé au détecteur (sans le système optique) pour ne pas risquer de l'endommager. Pour les deux courbes, leurs meilleurs ajustements respectifs sont pratiquement confondus avec les mesures. Les deux méthodes de mesure de la sensibilité à partir de ces courbes donnent donc des résultats très similaires.

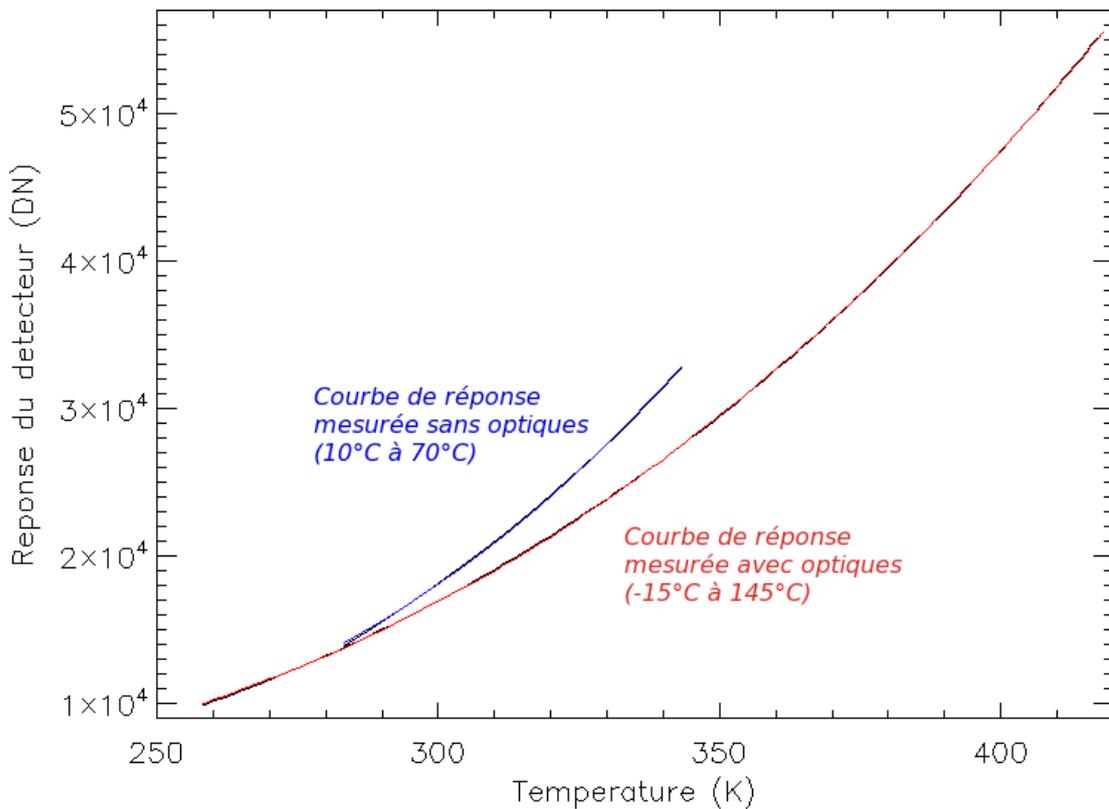


FIG. 2.38 – Courbe rouge : courbe de réponse moyenne du détecteur sur 200 × 200 pixels mesurée avec l'image du corps noir focalisée sur le détecteur grâce à l'ensemble optique en germanium pour une température de scène variant de -15 à 145°C par pas de 1°C (258,15 à 418,15 K). Courbe bleue : courbe de réponse moyenne sur l'ensemble du détecteur mesurée avec le corps noir accolé au détecteur pour une température de scène variant de 10 à 70°C par pas de 5°C (283,15 à 343,15 K). Courbes noires : Meilleurs ajustements des données en fonction de la température de scène à la puissance α (3,55 pour la courbe rouge et 4,8 pour la courbe bleue).

On peut remarquer sur cette figure que le système sans optique a une meilleure sensibilité (pente plus forte) que le système avec optique. Par exemple, à 300 K, on mesure une sensibilité moyenne de 261,6 DN/K sans optique et de 197,9 DN/K avec optique.

Bruit :

Lors de l'étude des paramètres de fonctionnement du détecteur (section 2.2.2.4), nous avons vu que la température du plan focal T_0 , le temps d'intégration $t_{int\grave{e}gration}$ et le gain G de lecture du signal des pixels influencent sur la valeur du bruit mesuré. A cette occasion, j'ai mesuré le bruit de ma chaîne de détection avec les paramètres que je m'étais fixé pour la suite de mesures, soit $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $t_{int\grave{e}gration} = 35,8 \mu\text{s}$, et $G = 4,5$.

Les résultats de ces mesures de bruit, illustrés dans la figure 2.31 et les tableaux 2.3, 2.7, et 2.10, montrent que ce bruit a sensiblement la même valeur pour tous les pixels de la matrice, avec un écart type moyen variant de 8,3 à 12,1 DN. J'utiliserai donc une valeur de 10,0 DN comme écart type moyen du bruit des pixels de la matrice pour le calcul du NETD.

Cette valeur est légèrement supérieure au niveau de bruit mesuré par le fabricant, qui est de l'ordre de 8,5 DN, ce qui probablement du aux légères variations de température de la salle d'expérience.

Nous avons aussi tracé le spectre du bruit de l'expérience (cf. Fig. 2.30) et nous avons remarqué qu'il était composé d'un bruit blanc et d'un bruit en $1/f$. Le bruit blanc diminue d'un rapport \sqrt{N} lorsqu'on fait la moyenne de N mesures identiques et indépendantes entre elles, mais pas le bruit en $1/f$ qui induit des fluctuations corrélées du signal en fonction du temps et qui augmente en faisant des moyennes. Pour déterminer jusqu'à quel point on peut diminuer le niveau de bruit de notre dispositif en faisant des moyennes des mesures, on peut faire la moyenne de plusieurs paquets de trames consécutives d'une longue série de mesures et recalculer l'évolution du niveau de bruit correspondant. C'est ce que j'ai fait sur la figure 2.39 où l'on peut voir en couleurs le comportement du bruit de dix pixels différents en fonction du nombre N de moyennes effectuées. Pour cela, j'ai utilisé une série de 2000 mesures en fonction du temps. Le comportement théorique d'un bruit blanc d'une valeur de 10 DN est tracé en noir sur la figure afin de servir de comparaison. Pour tracer cette figure, je suis allée jusqu'à moyenniser des paquets de $N = 400$ mesures successives au maximum, ce qui me donnait donc au minimum 5 valeurs pour calculer l'écart type du bruit correspondant.

Le bruit des pixels diminue lorsqu'on moyenne les mesures, mais pas autant que dans le cas d'un simple bruit blanc à cause de la contribution du bruit en $1/f$. J'ai ensuite normalisé à 10 DN le bruit des pixels étudiés pour pouvoir modéliser le comportement moyen du bruit de ma chaîne de mesure lorsque l'on fait des moyennes (cf. Fig. 2.40). Le meilleur ajustement trouvé correspond la formule suivante :

$$Bruit(N) = \frac{a}{N^\alpha} + b \quad [DN] \quad (2.33)$$

Avec :

$$a = 4,3 \text{ DN}$$

$$b = 5,7 \text{ DN}$$

$$\alpha = 0,55$$

Ainsi, en faisant par exemple la moyenne de 16 mesures, on obtient un bruit de 6,6 DN pour un bruit originel de 10 DN sans faire de moyennes. Dans le cas d'un bruit blanc, on aurait obtenu un bruit de 2,5 DN, bien plus faible correspondant à 10 DN divisé par $\sqrt{N}=4$.

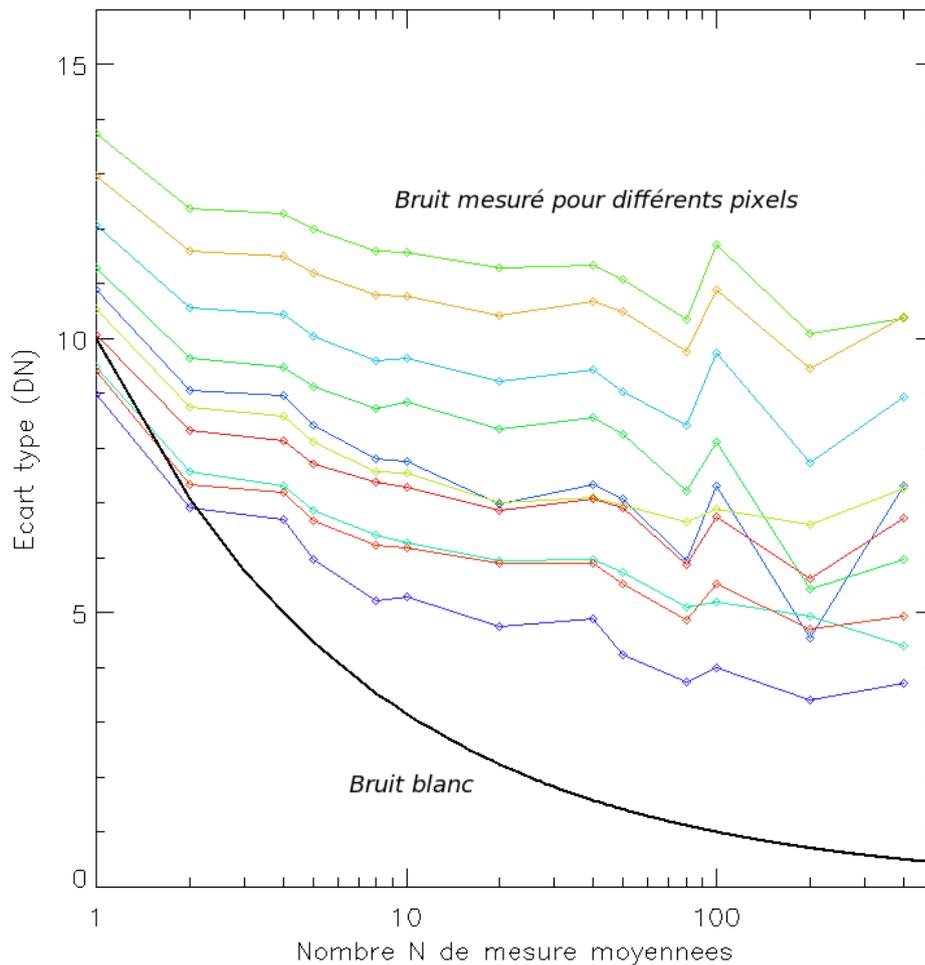


FIG. 2.39 – Courbes en couleur : Évolution du bruit de 10 pixels choisis aléatoirement sur le détecteur en fonction du nombre N de moyennes effectuées (pixels : (50,50) ; (100,100) ; (150,150) ; (200,200) ; (250,250) ; (300,300) ; (350,350) ; (400,400) ; (450,450) ; (640,480)). Courbe noire : Évolution d'un bruit blanc de 10 DN en fonction du nombre N de moyennes effectuées.

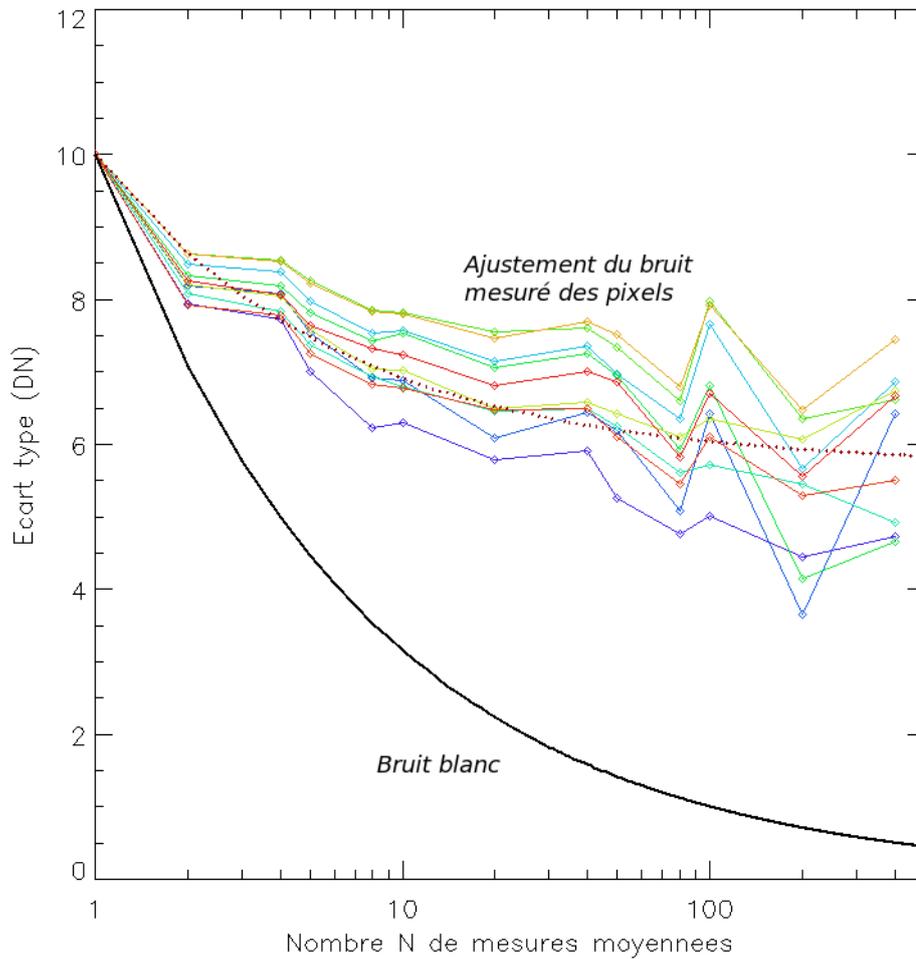


FIG. 2.40 – Courbes en couleur : Évolution du bruit de 10 pixels choisis aléatoirement sur le détecteur en fonction du nombre N de moyennes effectuées normalisé à 10 DN pour N=1 (pixels : (50,50) ; (100,100) ; (150,150) ; (200,200) ; (250,250) ; (300,300) ; (350,350) ; (400,400) ; (450,450) ; (640,480)). Courbe noire pleine : Évolution d'un bruit blanc de 10 DN en fonction du nombre N de moyennes effectuées. Courbe noire pointillés : Ajustement du comportement du bruit des pixels.

Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) :

Le NETD, pour Noise Equivalent Temperature Difference en anglais, est la différence de température minimale résolvable par un micro-bolomètre (section 2.1.2). Il reflète la précision maximale que peuvent atteindre les mesures du détecteur en température, et qu'il faut donc minimiser.

Il existe principalement deux méthodes pour mesurer le NETD. Soit il faut disposer d'une mire contrôlée en température sur laquelle on fait apparaître une légère différence de température selon un motif connu pour déterminer en traitant les images obtenues à partir de quelle différence de température le motif est effectivement détecté. Soit, comme

il se calcule en divisant le niveau de bruit du détecteur par sa sensibilité (cf. Eq. (2.23)), il faut mesurer séparément le niveau de bruit du détecteur puis sa sensibilité. La première méthode est plus précise mais dépend des caractéristiques du système optique utilisé et est plus difficile à mettre en œuvre sans un contrôle en température de l'ordre de quelques millikelvins et une mire adaptée. La seconde méthode est plus simple à mettre en œuvre mais, comme les mesures de bruit prennent en compte le bruit du détecteur additionné à celui de son électronique, fournit une valeur légèrement supérieure au NETD issu du détecteur.

Ne disposant pas du matériel nécessaire à la première méthode, j'ai utilisé les mesures de bruit et de sensibilité présentées précédemment, pour estimer le NETD de ma chaîne de mesure, avec ou sans système optique.

Le NETD est égal au bruit divisé par la sensibilité. J'ai utilisé une valeur de bruit de 10 DN, correspondant à la moyenne de nos mesures précédentes, et les valeurs théoriques (cf. Eq.(2.31) et Fig. 2.38) et expérimentales (cf. Eq.(2.32) et Fig. 2.38) obtenues pour la sensibilité. Avec ces valeurs, nous obtenons les courbes du NETD illustrées sur la figure 2.41.

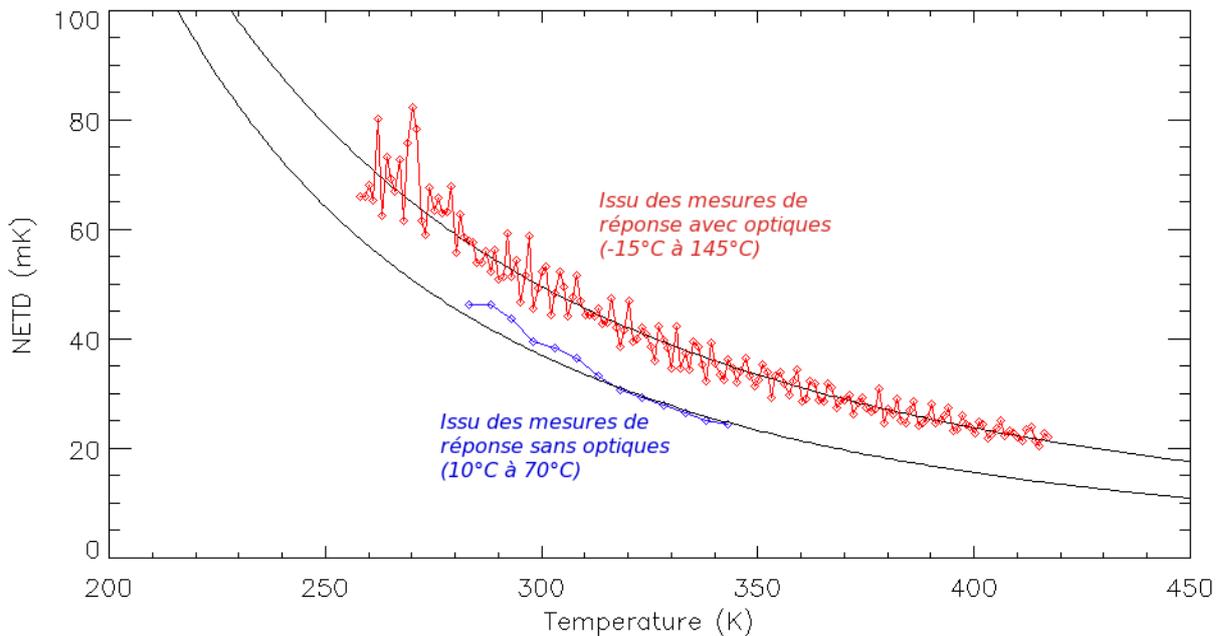


FIG. 2.41 – Courbe rouge : NETD calculé avec la sensibilité issue de la dérivée des données de la figure 2.38 avec le système optique ($N=0,86$). Courbe bleue : NETD calculé avec la sensibilité issue de la dérivée des données de la figure 2.38 sans le système optique. Courbes noires : NETD calculé avec la sensibilité issue des ajustements respectifs des données en fonction de la température de scène à la puissance α .

Les résultats de cette courbe sont assez bons compte tenu des conditions de l'expérience. En effet, la société INO mesure pour ses modules IRXCORE 640 un NETD de l'ordre de 55 mK avec un système optique de rapport d'ouverture $N=1$ dans une salle à température ambiante (300 K), tandis que nous mesurons un NETD de l'ordre de 40 mK à 300 K sans système optique et un NETD de l'ordre de 55 mK à 300 K avec un système optique de rapport d'ouverture $N=0,86$.

A retenir - La précision de mesure relative du détecteur (NETD) est meilleure que 100 mK pour des températures de scène supérieure à 250 K (avec $N=0,86$), ce qui est un très bon résultat.

2.3 Performances pour un autre dispositif expérimental

2.3.1 Influence sur la réponse du détecteur

Nous avons vu lors de l'étude du fonctionnement du détecteur micro-bolométrique non refroidi que la sensibilité des pixels dépend entre autres du rapport d'ouverture N du système optique utilisé (cf. Eq. (2.17) car celui-ci modifie l'angle solide de vue de la scène par le pixel. En calculant cet angle solide, nous avons obtenu la relation :

$$\text{Sensibilité} \propto \frac{1}{4N^2 + 1}$$

Dans le cadre d'une camera dédiée à l'infrarouge thermique, le rapport d'ouverture est très important car il contraint le diamètre de la tache d'Airy qui doit idéalement correspondre à la taille de deux pixels pour être résolue.

$$D_{\text{Airy}} = 2 * 1.22 * \lambda * \frac{F}{D}$$

Notre détecteur a des pixels d'une dimension de 25 μm de côté et est optimisé pour des observations autour de la longueur d'onde de 10 μm . Un rapport d'ouverture $N = F/D = 2$ semble donc idéal pour obtenir un instrument limité par la diffraction autour de 10 μm .

Or, le système optique que nous avons utilisé pour nos mesures de sensibilité en mode imagerie a un rapport d'ouverture $N = 0,86$. La sensibilité du détecteur associé à un système optique de rapport d'ouverture $N = 2$ doit donc être 4,3 fois plus faible que celle que nous avons mesurée.

2.3.2 Influence sur le NETD

Nous avons déjà vu que le NETD se calcule en divisant le niveau de bruit par la sensibilité du détecteur. Donc, si la sensibilité du détecteur change en fonction du rapport d'ouverture du système optique qui est utilisé, cela change aussi la valeur du NETD mesuré.

Pour un rapport d'ouverture $N = 2$, le NETD doit donc être 4,3 fois plus important, et donc moins bon, que celui que nous avons mesuré avec notre dispositif expérimental. La figure 2.42 représente les mesures ce que l'on obtiendrait avec un système optique de rapport d'ouverture $N = 2$.

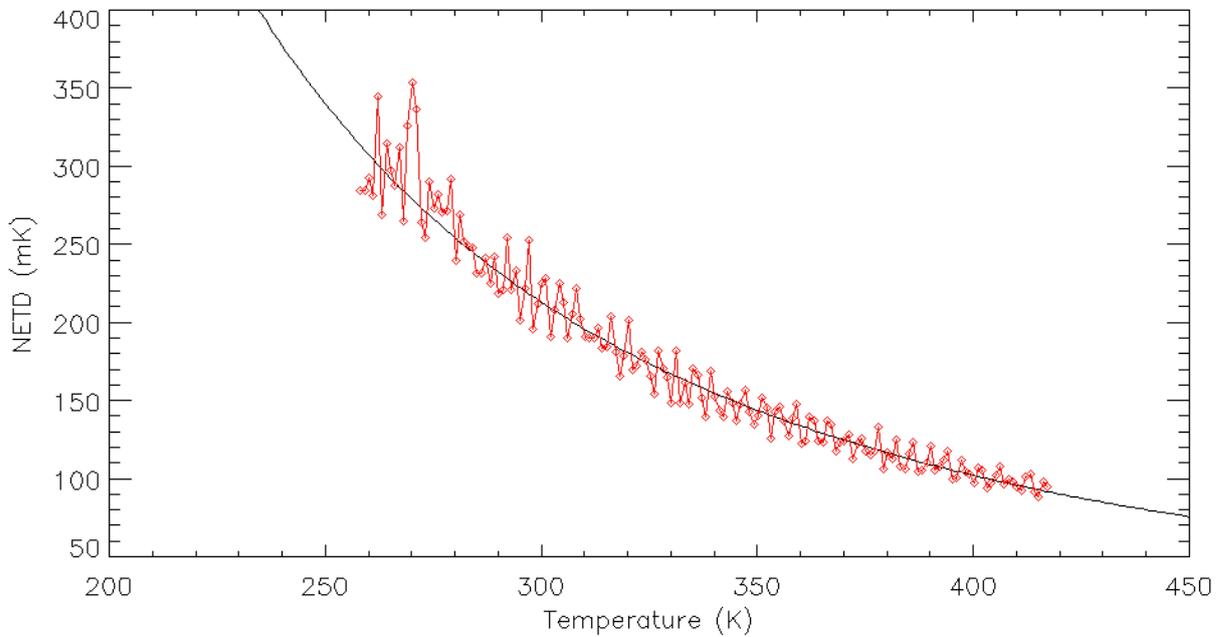


FIG. 2.42 – Courbe rouge : NETD calculé avec la sensibilité issue de la dérivée des données mesurées avec le système optique puis multiplié par 4,3 pour simuler un rapport d'ouverture $N = 2$. Courbe noire : NETD calculé avec la sensibilité issue du meilleur ajustement des données puis multiplié par 4,3 pour simuler un rapport d'ouverture $N = 2$.

Chapitre 3

Étalonnage radiométrique du détecteur

Sommaire

3.1	Étalonnage radiométrique du dispositif expérimental	78
3.2	Applications	93

Dans ce chapitre, nous étudions le problème de l'étalonnage radiométrique du détecteur, au sein de notre dispositif expérimental, afin de réaliser des images étalonnées en température.

Lors du chapitre précédent, nous avons déterminé la précision relative des mesures de notre dispositif expérimental en mesurant son NETD. Il nous reste donc à déterminer la précision absolue du détecteur. Il faut donc étudier les différentes possibilités et leurs limites en termes de précision absolue et de faisabilité dans le cadre d'une mission spatiale. Nous devons aussi évaluer l'influence du choix du système optique sur l'étalonnage radiométrique.

3.1 Étalonnage radiométrique du dispositif expérimental

3.1.1 Principe de l'étalonnage

L'étalonnage du détecteur est indispensable pour obtenir des mesures de températures absolues de brillance de la scène. Afin de traduire le signal mesuré (DN : Unité numérique) en température (Kelvins), il faut connaître la correspondance entre le signal mesuré et la température de la scène correspondante dans la gamme de température d'intérêt. Pour cela, il faut des points de références dont la température absolue est connue (cf. Fig. 3.1). Dans le cadre d'un instrument spatial dédié à l'observation des petits corps du système solaire, il est possible d'embarquer un ou deux corps noirs à bord de la sonde mais pas beaucoup plus afin de limiter la masse, le volume et la consommation électrique de l'ensemble. Nous devons donc mettre en place une méthode nécessitant seulement quelques points de référence pour étalonner l'instrument.

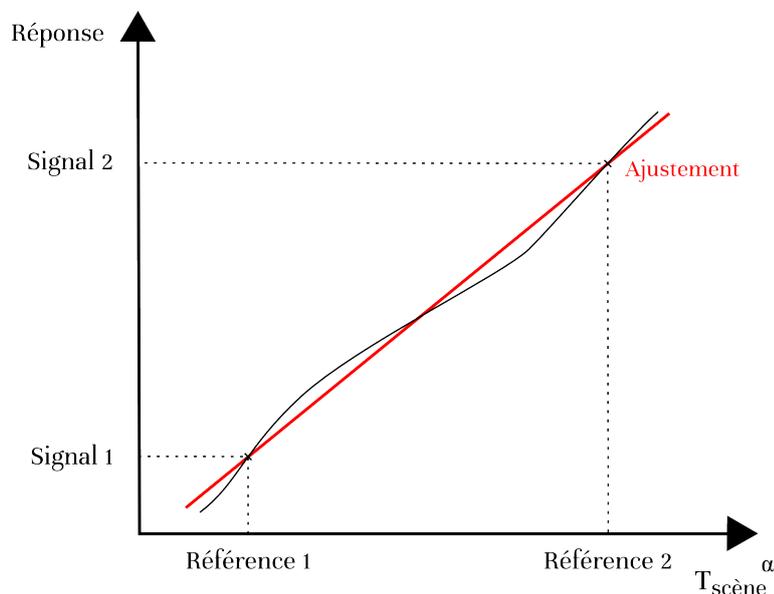


FIG. 3.1 – Schéma de principe de l'étalonnage utilisé en utilisant deux points de référence et en exagérant l'écart entre la réponse mesurée et son ajustement. Courbe noire : réponse réelle du détecteur. Courbe rouge : ajustement de la réponse du détecteur.

Lors de l'étude de l'homogénéité de la matrice de pixels, nous avons vu que les pixels avaient tous un niveau continu (ou offset, cf. Fig. 2.18) différent et que l'évolution temporelle de leur signal était influencé par les conditions d'expérience (cf. Fig. 2.12). L'étalonnage doit donc être effectué pour chaque pixel et dès que les conditions de mesure changent (e.g. environnement). Cela signifie qu'il faut réaliser des images d'un corps noir recouvrant tout le détecteur à plusieurs températures différentes et à travers le même système optique que celui qui est utilisé pour faire les mesures que l'on souhaite étalonner.

3.1.1.1 Ajustement de l'évolution du signal avec la température

Nous savons déjà que, théoriquement, la réponse du détecteur est une fonction affine de la température de la scène observée à la puissance 4 (cf. section 2.1.2, Eq. (3.1)), ce qui correspond au comportement attendu du flux thermique reçu d'après la loi de Stefan-Boltzmann (Eq. (1.2)).

$$\text{Réponse théorique}(T_{scène}) = a \times T_{scène}^4 + b \quad [DN] \quad (3.1)$$

En pratique, la fenêtre de germanium placée devant le détecteur ne transmet pas toutes les longueurs d'onde mais seulement celles comprises entre 2 et 24 μm (cf. figure 2.13). De plus, l'objectif dont nous disposons pour nos expériences est lui aussi en germanium, et le détecteur n'est pas sensible aux longueurs d'onde inférieures à 8 μm . Tout cela contribue à diminuer le flux effectivement reçu par le détecteur.

Ainsi, le meilleur ajustement des réponses que nous avons mesuré pour notre dispositif expérimental avec son système optique, et pour une gamme de température allant de -15°C à $+145^\circ\text{C}$, est de la forme :

$$\text{Meilleur ajustement de la réponse}(T_{scène}) = a \times T_{scène}^\alpha + b \quad [DN] \quad (3.2)$$

où α vaut 3,55.

Si nous prenons l'hypothèse que le coefficient α du meilleur ajustement des mesures de réponse ne dépend que des caractéristiques du système optique utilisé et de la gamme de température des mesures, alors pour un instrument donné dont la réponse a été caractérisée dans ses conditions de fonctionnement et sur une gamme de températures fixée, ce paramètre n'évolue plus une fois mesuré. C'est effectivement ce que nous avons observé en laboratoire lors de nos mesures, mais nous ne savons pas si cette hypothèse reste valable lors du vieillissement spatial de l'instrument.

Avec cette hypothèse, le coefficient α est déjà déterminé par des mesures au sol, il ne reste donc que deux paramètres à déterminer régulièrement en vol pour connaître la meilleure formule d'ajustement de la réponse du détecteur, les paramètres a et b . Nous n'avons donc besoin de connaître que deux points différents de la réponse pour calculer ces paramètres et ainsi pouvoir ajuster la courbe de réponse du détecteur au mieux.

Une fois la correspondance entre signal (DN) et température (K) déterminée pour deux points, il est possible de l'utiliser pour calculer la correspondance entre signal et température sur toute la gamme d'intérêt.

3.1.1.2 Erreurs d'étalonnage

Plusieurs facteurs contribuent à limiter la précision de l'étalonnage.

D'abord la réponse du détecteur ne suit jamais parfaitement son ajustement tiré de l'équation théorique (Eq. (3.2)) et les écarts entre ces courbes induisent une erreur sur l'étalonnage (cf. Fig. 3.1).

Ensuite, les mesures du détecteur elles-mêmes sont limitées par le bruit, à une valeur inférieure à 100 mK pour une température de scène supérieure à 250 K (cf. section 2.2.2.5, NETD). Le NETD est une source d'incertitude de l'étalonnage.

De plus, les corps noirs que nous utilisons pour nos expériences ont une incertitude absolue sur la température de 0.3°C. Cette incertitude est la même pour tous les points de mesure et influe sur la qualité de l'ajustement des données.

Enfin, les écarts de la réponse du détecteur à son ajustement ont tendance à s'agrandir lorsque l'on augmente la gamme de température étudiée et lorsque l'on inclut des températures basses ($\leq 10^\circ\text{C}$). Par exemple, le meilleur ajustement de la réponse mesurée de 280 à 420 K en utilisant tous les points de mesure a des écarts avec la courbe de mesures de l'ordre de $\pm 0,5$ K (cf. figure 2.17).

Pour améliorer l'étalonnage, on peut difficilement jouer sur la réponse du détecteur. On peut diminuer le NETD en moyennant plusieurs mesures, mais seulement partiellement à cause du bruit en $1/f$ (cf. section 2.2.2.5, Bruit). En revanche, on peut jouer sur le nombre de points de référence et leur position dans la gamme de température d'intérêt.

3.1.2 Étude du nombre et du choix des températures de référence

3.1.2.1 Cas le plus classique : deux points de référence

On commence par étudier l'étalonnage du détecteur avec deux points de référence car selon la théorie, si le paramètre α est connu, deux points suffisent pour déterminer les paramètres a et b .

Les tests d'étalonnage ont été réalisés sur quatre séries de mesures de réponse du détecteur en mode imagerie, c'est-à-dire avec le système optique, la température du corps noir allant de -15°C (258 K) à $+145^\circ\text{C}$ (423 K). Le meilleur ajustement de toutes ces données étant fonction de la température de scène à la puissance $\alpha = 3,55$, c'est donc par rapport à cette équation que l'étalonnage a été effectué (Eq. (3.2)).

On peut remarquer que les courbes de réponses mesurées tracées figure 3.2 sont toutes très similaires sauf pour les températures inférieures à 22°C où elles commencent à différer les unes des autres. Ceci est probablement dû aux variations de l'environnement qui, dans le cas de notre salle d'expérience, est climatisé à $22,5^\circ\text{C}$.

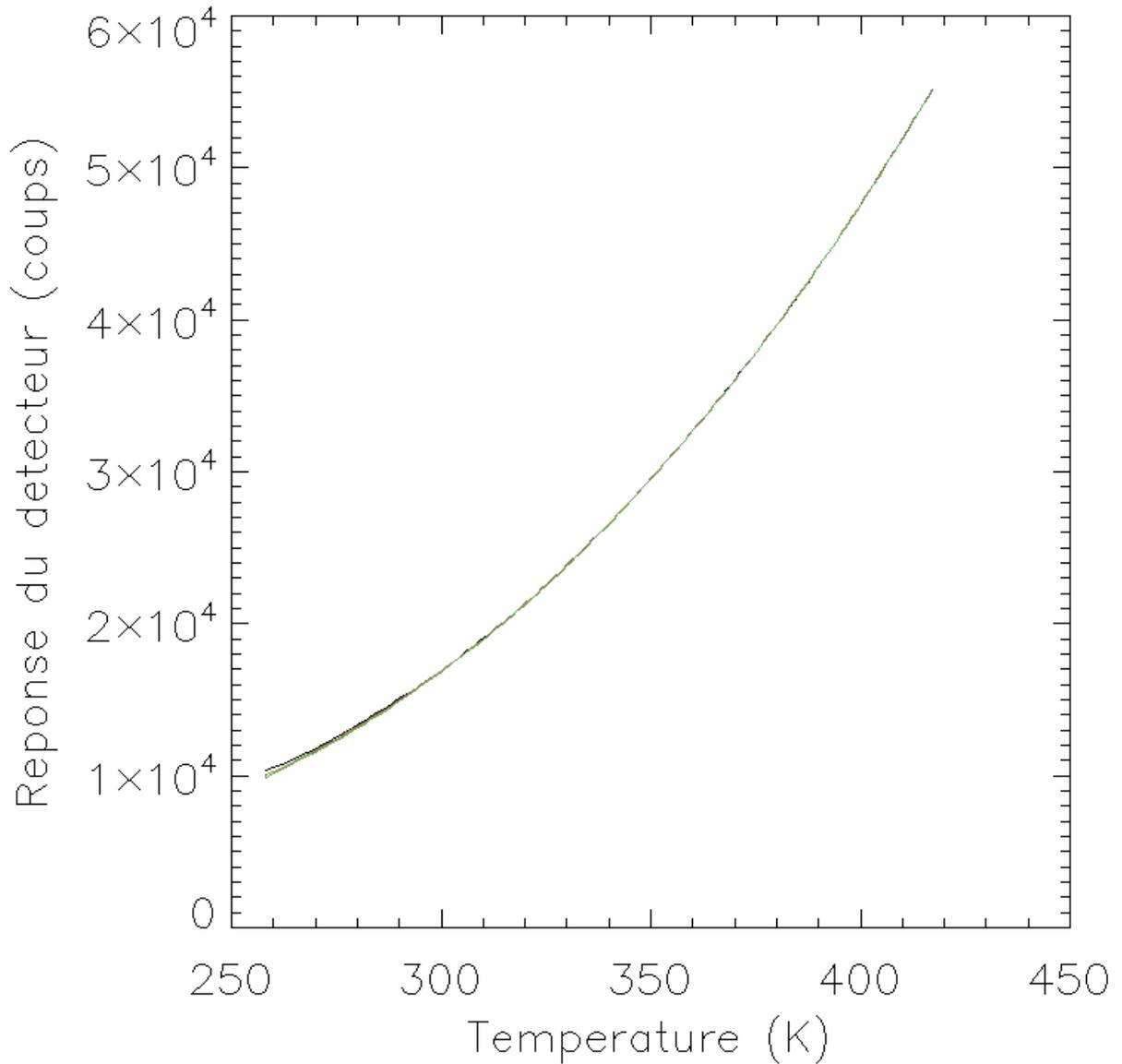


FIG. 3.2 – Courbes noire, verte, jaune et rouge (confondues) : mesures de réponse d’une moyenne de 200×200 pixels du détecteur éclairés par le corps noir, effectuées lors de quatre expériences ayant eu lieu dans les mêmes conditions, mais à des jours différents, pour une température de scène évoluant de -15 à $+145^\circ\text{C}$ par pas de 1°C , soit de $258,15$ à $423,15$ K par pas de 1 K.

Nous avons testé la qualité de cet étalonnage pour différentes positions des deux points de référence pour lesquels la température est connue, en mesurant les résidus entre les mesures réelles et leur ajustement calculé grâce aux points de référence.

$$\text{Erreur d'étalonnage}(T_{scène}) = \text{Réponse réelle} - (a \times T_{scène}^\alpha + b) \quad [DN] \quad (3.3)$$

Les résultats illustrés figure 3.3, pour un placement empirique des points au centre de chaque demi-plage de température, soit à 298 et 378 K, montrent que les écarts des mesures de réponse par rapport à leur ajustement basé sur ces deux points de référence sont plus importants sur les bords de la gamme de température. On obtient une erreur d'environ 0,4 K à 420 K, et $< -3,5$ K à 260 K, soit $+0,4/-3,9$ K. Les courbes noires sur la figure 3.3 sont obtenues en convertissant un écart en température fixe ΔT en unités digitales à l'aide du meilleur ajustement possible de l'ensemble des données qui nous avait servi à déterminer le coefficient α (cf. Eq. (3.4)).

$$\text{Ecart fixe}(\Delta T, T_{scène}) = a \times ((T_{scène} + \Delta T)^\alpha - T_{scène}^\alpha) \quad [DN] \quad (3.4)$$

Nous pouvons remarquer sur la figure 3.3 que l'impact des écarts des mesures à leur ajustement sur la qualité de l'étalonnage est beaucoup plus important aux basses températures. De fait, il devient alors beaucoup plus intéressant de décaler nos points de référence vers les températures les plus froides de la gamme considérée afin d'y diminuer en priorité les erreurs d'étalonnage, plutôt que d'essayer de corriger équitablement ces écarts en coups sur toute la gamme de température.

J'ai donc essayé d'améliorer cet étalonnage en décalant les deux points de référence de 20 K vers les extrémités de la gamme de température, soit à 278 et 398 K respectivement (cf. Fig. 3.4). Les erreurs d'étalonnage en température autour de 260 et 420 K en sont un peu améliorées, $+0,8/-2,7$ K, mais au détriment de la qualité de l'étalonnage entre les deux points choisis.

Puis, j'ai replacé ces deux points de référence à des températures faisant partie de la moitié la plus froide de la gamme de température, à 268 et 340 K (cf. Fig. 3.5). Les erreurs d'étalonnage en température autour de 260 K en sont encore améliorées, $+1/-1,7$ K.

La position des points de référence est donc difficile à définir a priori, et dépend de la gamme de température souhaitée. Dans notre cas, pour une gamme de température allant de 258 K à 423 K, on obtient finalement le meilleur étalonnage ($+1/-1,7$ K) en plaçant les deux points à 268 et 340 K (cf. Fig. 3.5). Bien entendu avec deux points, l'étalonnage est meilleur autour des points de références.

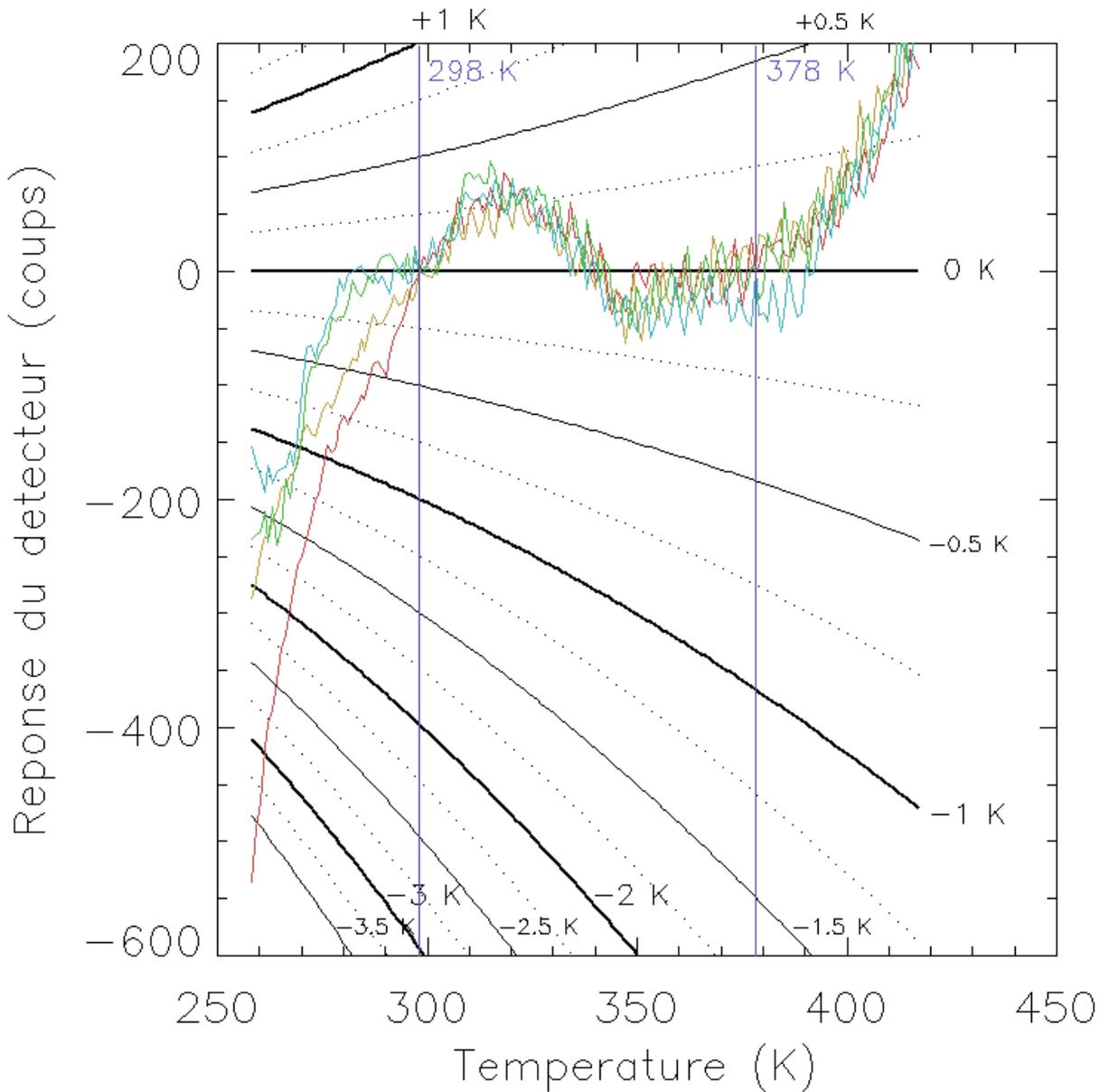


FIG. 3.3 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et leurs courbes d’ajustement obtenues avec deux points de référence au centre de chaque demi-plage de température (soit 298 et 378 K). Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repères indiquant les points de référence utilisés à 298 et 378 K.

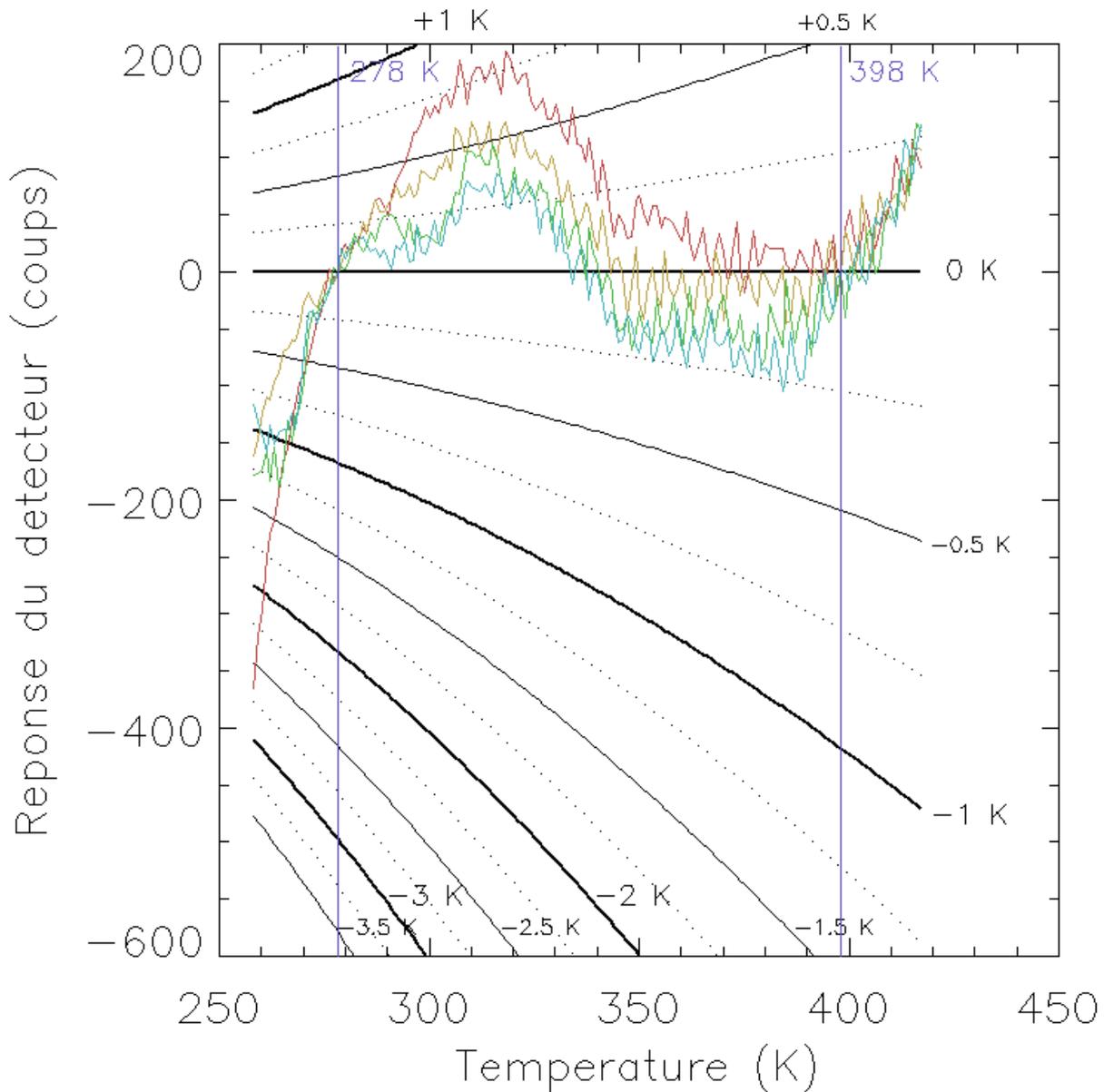


FIG. 3.4 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et leurs courbes d'ajustement obtenues avec deux points de référence décalés de 20 K vers les extrémités par rapport au centre de chaque demi-plage de température (soit 278 et 398 K). Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l'aide du meilleur ajustement possible de l'ensemble des données. Droites bleu foncé : repères indiquant les points de référence utilisés à 278 et 398 K.

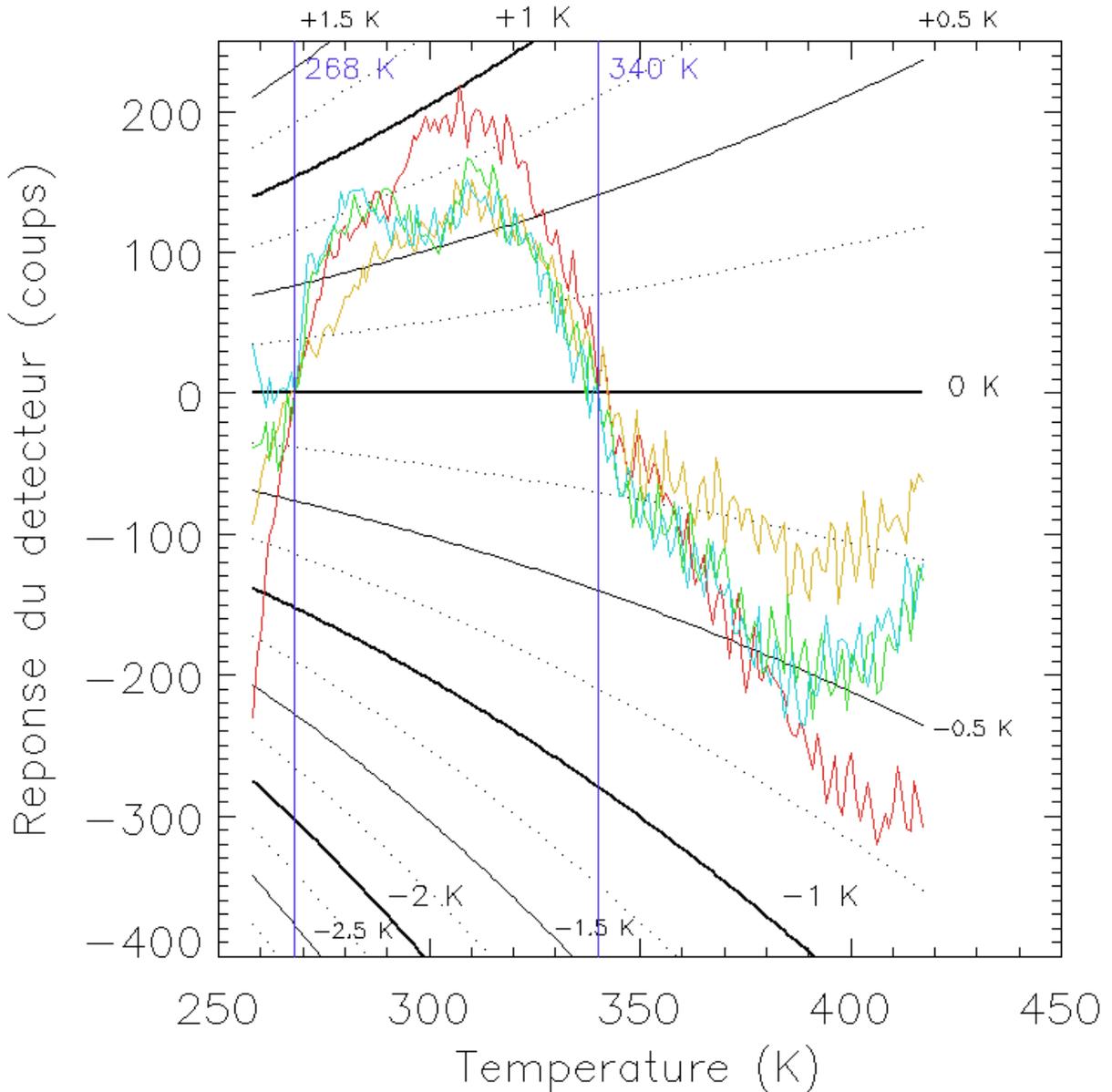


FIG. 3.5 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et leurs courbes d’ajustement obtenues avec deux points de référence placés dans la moitié la plus froide de la gamme de température (soit 268 et 340 K). Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repères indiquant les points de référence utilisés à 268 et 340 K.

3.1.2.2 Autre exemple : trois points de référence

Si le volume, le coût, ou la complexité de l'instrument ne sont pas rédhibitoires, il est en principe toujours possible d'augmenter le nombre de points de référence dans la gamme de température d'intérêt afin d'améliorer son étalonnage. C'est donc ce que j'ai voulu tester ici, toujours à l'aide de mes quatre séries de mesures de réponse du détecteur allant de -15 à $+145^{\circ}\text{C}$, et d'une valeur de $\alpha = 3,55$ déterminée au préalable en utilisant toutes les données.

J'ai commencé par ajouter un troisième point de référence au milieu des deux points de référence déjà testés les plus éloignés l'un de l'autre, soit entre 278 et 398 K, puis j'ai optimisé légèrement son placement en le déplaçant vers les températures plus froides. Le résultat est illustré figure 3.6, mais on n'y voit pas d'amélioration notable par rapport au meilleur résultat obtenu avec deux points de référence, figure 3.5, avec une erreur de $+1,3/-1,4$ K.

Pour continuer, j'ai voulu aussi améliorer le résultat du meilleur étalonnage déjà fait avec deux points à des températures faisant partie de la moitié la plus froide de la gamme de température, à 268 et 340 K, en y ajoutant un troisième point intermédiaire. Après quelques optimisations sur le placement de ces points, j'ai obtenu les résultats visibles sur la figure 3.7 très légèrement meilleurs aux températures basses que ceux obtenus avec deux points de référence seulement, figure 3.5, soit une erreur de $+1,2/-1,1$ K.

Augmenter le nombre de points de référence augmente donc très légèrement la précision de l'étalonnage correspondant, pourvu que l'on place judicieusement ces points sur la gamme de température d'intérêt, mais cela augmente beaucoup la complexité de l'instrument final. L'ajout d'un point de référence supplémentaire n'apporte donc pas de gain significatif.

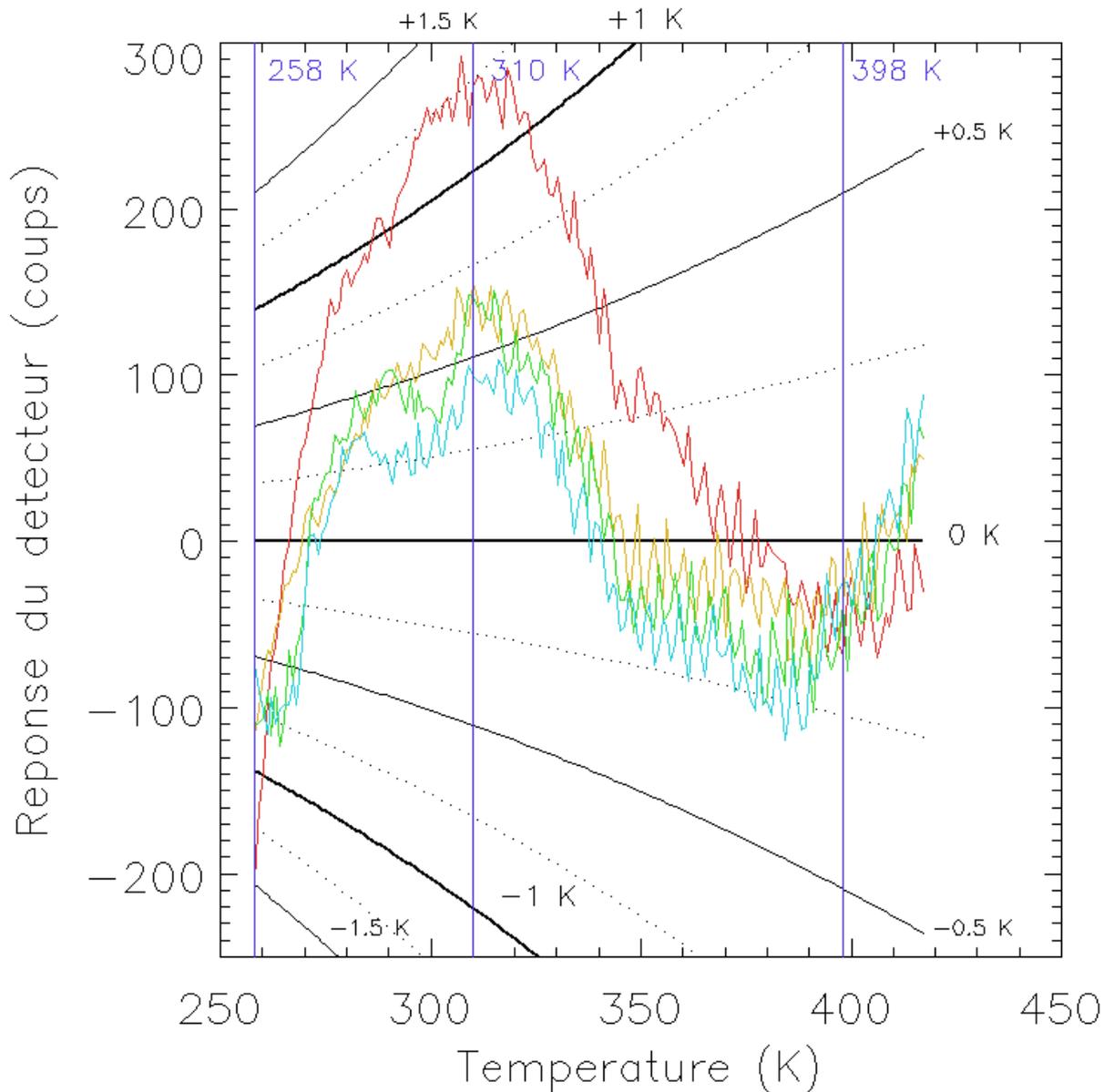


FIG. 3.6 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et leurs courbes d’ajustement obtenues avec trois points de référence répartis dans toute la gamme de température à 258, 310 et 398 K. Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repères indiquant les points de référence utilisés à 258, 310 et 398 K.

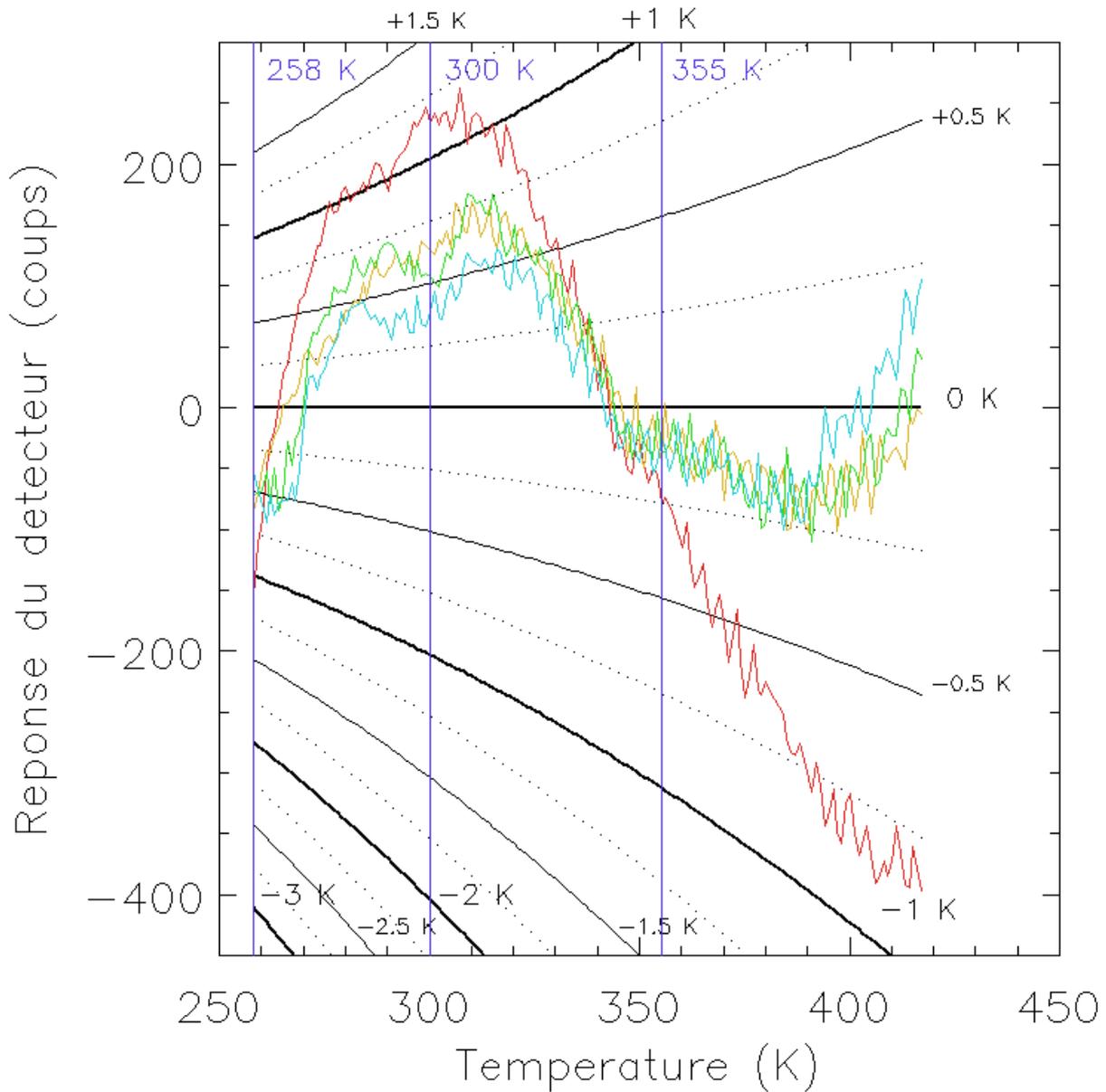


FIG. 3.7 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et leurs courbes d’ajustement obtenues avec trois points de référence placés dans la moitié la plus froide de la gamme de température, à 258, 300 et 355 K. Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repères indiquant les points de référence utilisés à 258, 300 et 355 K.

3.1.2.3 Autre exemple : un point de référence

Si au contraire, l'instrument doit être aussi petit, économique, et simple que possible, il peut être plus intéressant de diminuer au maximum le nombre de points nécessaires pour l'étalonnage afin de supprimer ses corps noirs. A l'aide d'un seul point de référence, on ne peut déterminer qu'une des deux inconnues parmi la pente a et l'ordonnée à l'origine b de l'ajustement de la réponse du détecteur. Au vu de la grande stabilité de la pente a mesurée lors de mes expériences avec le paramètre α fixé, j'ai fait l'hypothèse que la pente a de cet ajustement ne varie pas au cours du temps, et que seule l'ordonnée à l'origine b reflète les variations de l'environnement du détecteur. Pour a , j'ai pris la pente moyenne des quatre courbes de réponse mesurées, par ailleurs quasiment toutes identiques bien que réalisées jusqu'à plus de deux semaines d'intervalle.

La figure 3.8 illustre le cas avec un seul point de référence situé à 340 K. On obtient une erreur de $+0,5/-3,4$ K moins bonne qu'avec deux points de référence. En déplaçant le point de référence à 280 K (cf. Fig. 3.9), l'erreur ne change pratiquement pas $+0,8/-2,9$ K.

L'hypothèse que a ne change pas au cours du temps est une hypothèse très forte qui n'est valable que dans un environnement stable et ne tiens pas compte du vieillissement du détecteur. En effet, si l'on diminue le paramètre a de 5% pour simuler un vieillissement spatial, on obtient une erreur importante de $+5,4/-3,0$ K comme illustré sur la figure 3.10.

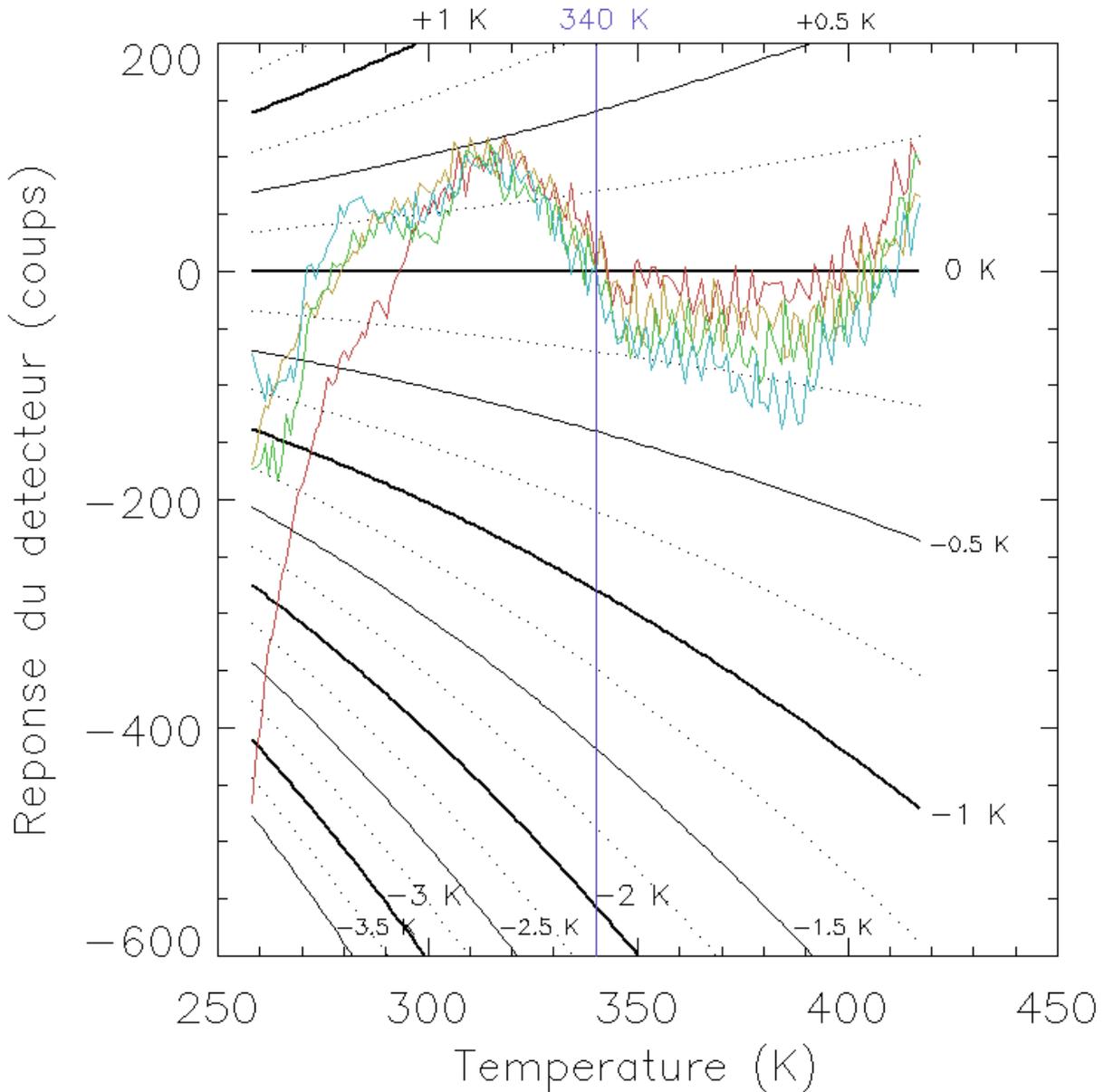


FIG. 3.8 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et la moyenne de leurs meilleures courbes d’ajustement en imposant un point de référence commun aux quatre courbes à 340 K. Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repère indiquant le point de référence commun utilisé à 340 K.

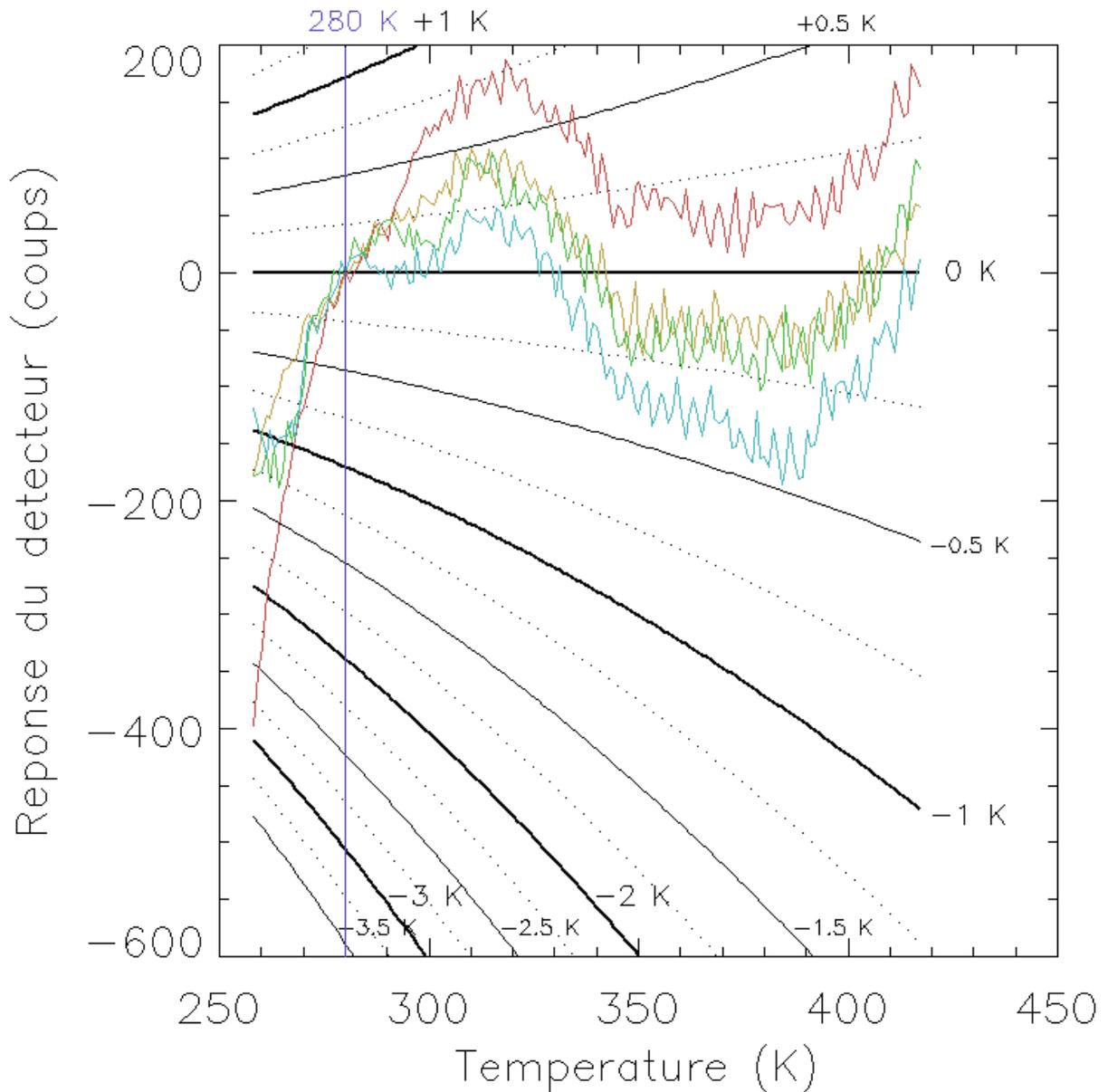


FIG. 3.9 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et la moyenne de leurs meilleures courbes d’ajustement en imposant un point de référence commun aux quatre courbes à 280 K. Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repère indiquant le point de référence commun utilisé à 280 K.

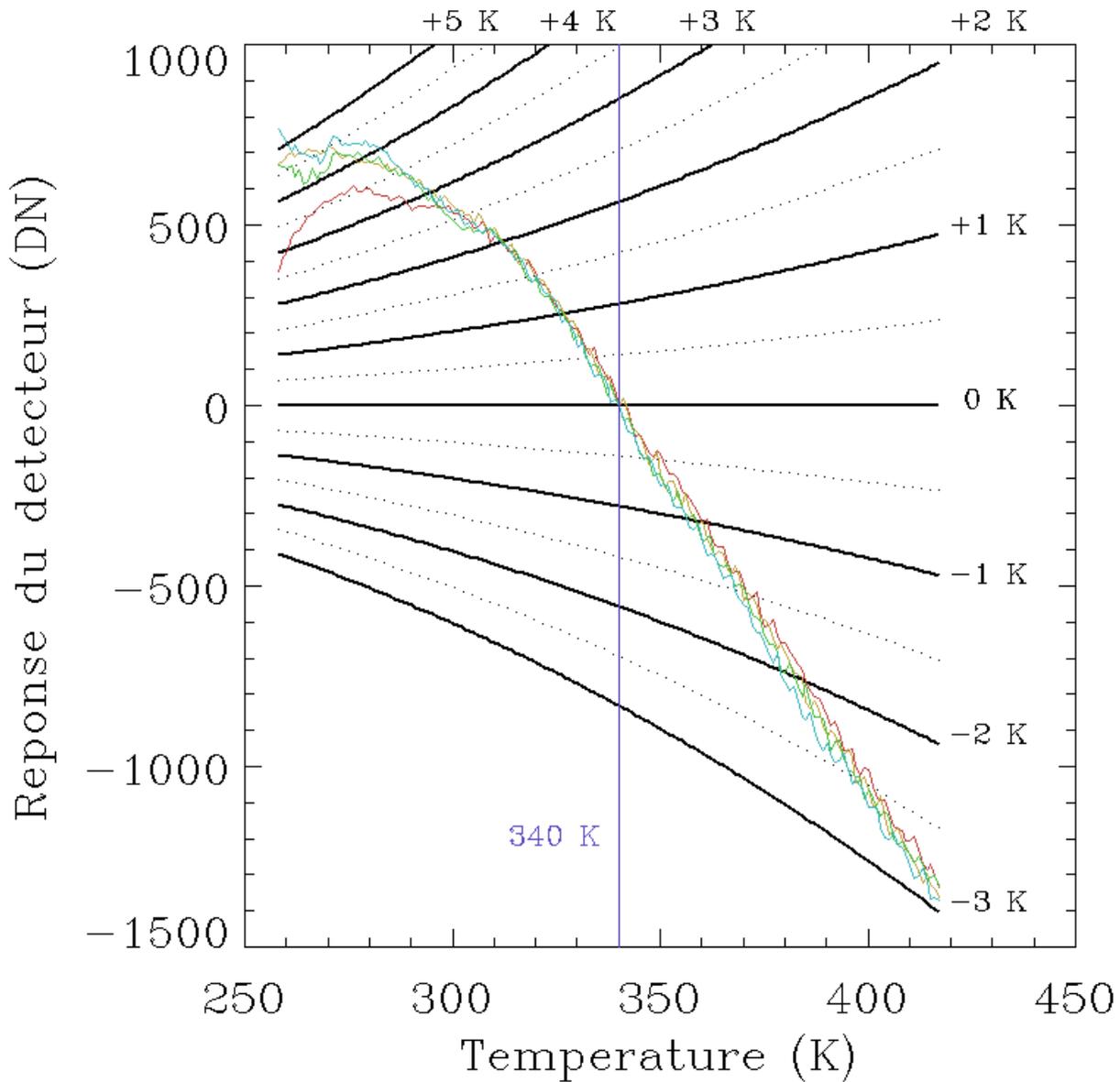


FIG. 3.10 – Courbes bleu clair, verte, jaune et rouge : différence entre les mesures de réponse du détecteur et la moyenne de leurs meilleures courbes d’ajustement en imposant un point de référence commun aux quatre courbes à 340 K en retranchant 5% à la pente a de l’ajustement. Courbes noires : courbes obtenues pour un écart en température fixe à l’aide du meilleur ajustement possible de l’ensemble des données. Droites bleu foncé : repère indiquant le point de référence commun utilisé à 340 K.

3.1.2.4 Conclusion

L'ajustement de la réponse du détecteur en fonction de la température de scène à la puissance α permet un étalonnage relativement simple de l'instrument ne nécessitant que deux points de référence. La gamme de température considérée ainsi que le placement de ces points est néanmoins critique et peut beaucoup varier en fonction des objectifs souhaités. Chaque instrument a besoin d'un étalonnage spécifique.

L'utilisation de plus de deux points de référence n'améliore pas significativement la qualité de l'étalonnage. Nous pouvons diminuer ce nombre à un seul point de référence en prenant une hypothèse sur la stabilité dans le temps de la pente de réponse du détecteur, ce qui est un gros risque pour une mission spatiale sur plusieurs années.

Tous les résultats de ces expériences sont résumés dans le tableau 3.1, quel que soit le nombre de points de référence, et en prenant en compte l'ensemble de la gamme de température testée, de 258 K à 418 K. Dans ce tableau, nous avons ajouté l'incertitude absolue de 0,3°C sur les erreurs d'étalonnage issue du corps noir. Le résultat correspond donc à un cas défavorable.

Nombre de points de référence	Position des points de référence (K)	Erreurs d'étalonnage (K) (extrêmes)
1	340	+ 0,8 / - 3,7
1	280	+ 1,1 / - 3,2
2	278 et 398	+ 1,1 / - 3,0
2	298 et 378	+ 0,7 / - 4,2
2	268 et 340	+ 1,3 / - 2,0
3	258, 310 et 398	+ 1,6 / - 1,7
3	258, 300 et 355	+ 1,5 / - 1,6

TAB. 3.1 – Écarts mesurés en Kelvins entre les réponses mesurées et leur ajustement calculé à l'aide de différents points de référence placés différemment dans le gamme de température de l'expérience, allant de 258 à 423 K.

A retenir - Pour un étalonnage standard à deux points, l'erreur typique sur la détermination absolue de la température de la scène est inférieure à 2 K.

3.2 Applications

3.2.1 Application en laboratoire

Afin de tester l'étalonnage d'une image à l'aide de deux points de référence, j'ai réalisé une image de ma main en laboratoire.

Nous pouvons voir que l'image brute obtenue (cf. Fig. 3.11), sans autre traitement que de remplacer les valeurs des pixels défectueux par celles de leurs voisins, est dominée par le motif des offsets d'un pixel à l'autre de la matrice, que nous avons déjà vu sur la figure 2.18.

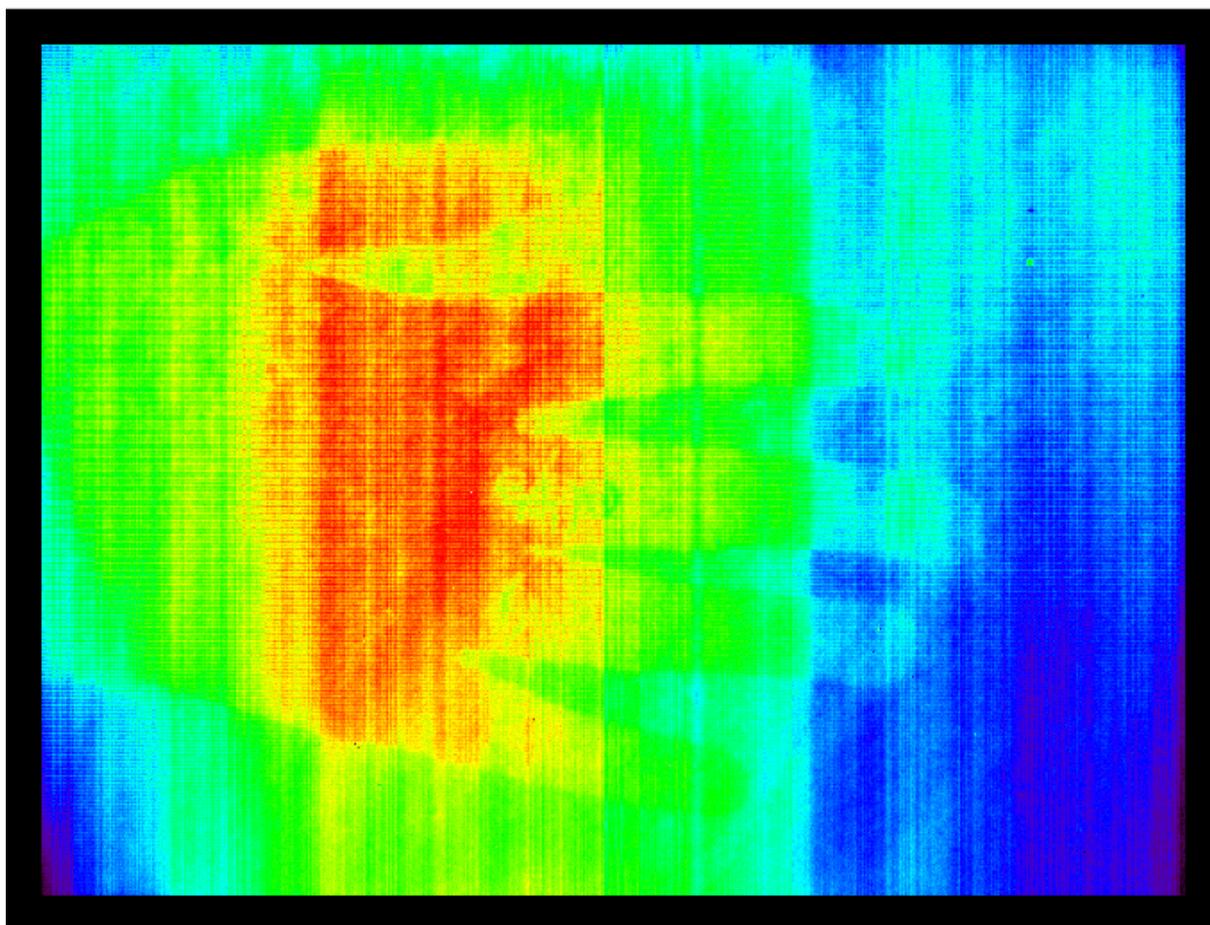


FIG. 3.11 – Image brute de ma main, en remplaçant les valeurs des pixels défectueux par celles de leurs voisins.

Pour obtenir une image visuellement satisfaisante, il faut lui soustraire une image homogène en température, qui dans le cas de mon expérience ne peut pas correspondre à une image du corps noir, car celui-ci n'est pas assez homogène et ne couvre pas toute la surface du détecteur. J'ai donc réalisé cette image à l'aide d'un cache et je l'ai retranchée à l'image de ma main afin d'obtenir l'image illustrée figure 3.12.

$$Image\ finale_{main} = Image\ brute_{main} - Image_{homogène}(T_{inconnue}) \quad [DN] \quad (3.5)$$

Pour étalonner cette image et obtenir l'échelle de température de la figure 3.12, j'ai réalisé deux images de la surface du corps noir aux températures de 25°C et 35°C. J'ai pris l'hypothèse que le coefficient α correspondant au meilleur ajustement de la réponse du détecteur est égal à 4, ce qui est une bonne approximation car la gamme de température de l'image est restreinte, de 22,5°C à 37°C maximum.

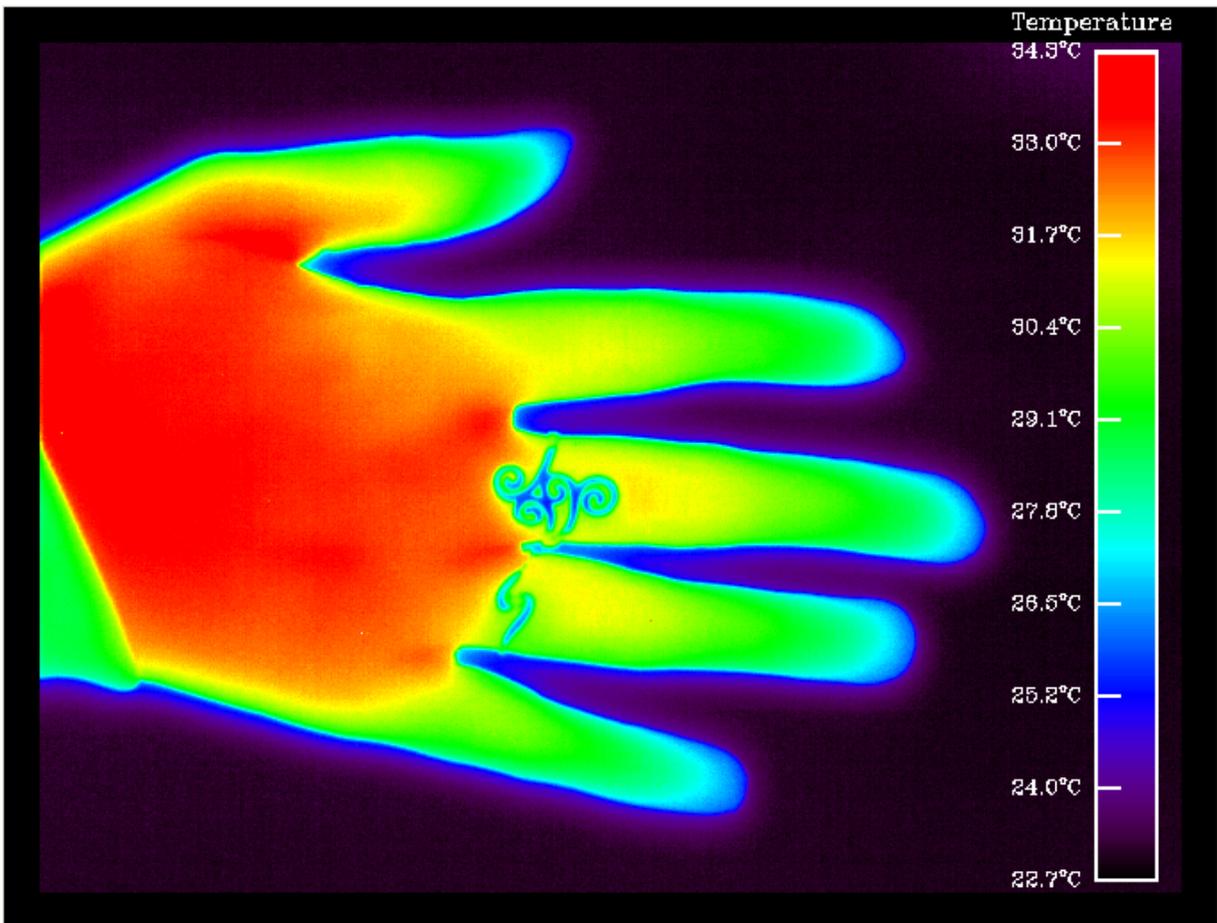


FIG. 3.12 – Image calibrée de ma main, en remplaçant les valeurs des pixels défectueux par celles de leurs voisins et en retirant une image homogène en température afin d'égaliser les différences d'offset.

Suivant la méthode développée dans la section précédente pour deux points de référence, nous avons le système d'équation suivant, où a et b sont les inconnues :

$$Image_{Corps\ Noir}(298K) = a \times (298)^4 + b \quad (3.6)$$

$$Image_{Corps\ Noir}(308K) = a \times (308)^4 + b \quad (3.7)$$

En résolvant ce système d'équations, on détermine a et b et l'image étalonnée devient :

$$Image\ étalonnée = \left(\frac{Image\ brute_{main} - b}{a} \right)^{\frac{1}{4}} \quad [K]$$

Comme le corps noir ne recouvre pas tout le détecteur sur les deux images et que la matrice est très homogène (cf. section 2.2.2.3), j'ai utilisé la moyenne des paramètres d'étalonnage a et b obtenus pour chaque pixel éclairé par le corps noir pour calculer la température correspondant au signal mesuré par chaque pixel de l'image de ma main (cf. Fig. 3.12).

La température obtenue, entre 23 et 35°C semble raisonnable. Ce test est donc visiblement concluant, même si le résultat aurait sûrement été amélioré avec un corps noir très homogène couvrant toute la surface du détecteur. Il est intéressant de remarquer que mes deux bagues apparaissent en bleu sur l'image finale, non parce qu'elles sont plus froides que ma main, mais bien parce qu'elles ont une émissivité très faible. La température obtenue sur cette image est donc bien une température de brillance et pas une température physique. Il faut connaître l'émissivité des objets observés pour remonter à leur température physique.

Le bilan d'erreur contribuant à l'incertitude sur la température mesurée comprends la précision relative de la mesure (NETD), la précision absolue de la mesure (écarts à l'ajustement des données dans lequel le NETD est déjà pris en compte), et la précision de la régulation en température de la source d'étalonnage (0,3°C en précision absolue dans le cas de nos corps noirs). Tout ces postes d'erreur étaient pris en compte dans le tableau 3.1 réalisé précédemment. L'incertitude sur la température obtenue sur la figure 3.12 avec une gamme de température plus restreinte et des points de référence plus proches que précédemment, doit donc être meilleure ou au moins du même ordre de grandeur que dans le tableau 3.1, soit ± 2 K.

3.2.2 Application pour une cible astronomique : la Lune

3.2.2.1 Dispositif expérimental

Nous voulions tester le détecteur sur un cible étendue dont la température de surface et l'émissivité sont bien connues. La Lune correspond à tous ces critères tout en ayant l'avantage, par rapport aux applications de ce travail, d'être une cible astronomique.

J'ai donc choisi de faire l'acquisition d'un télescope entièrement réflectif (miroirs aluminés) dit de Newton afin de m'assurer qu'il transmette bien les longueurs d'onde infrarouges thermiques sans trop contribuer au signal (faible émissivité thermique).

J'ai calculé la focale du télescope voulu en fonction de la taille de notre détecteur de façon à ce que l'image de la Lune recouvre la majeure partie du détecteur sans être coupée. Pour notre détecteur de 640×480 pixels de $25 \mu\text{m}$ de côté, et en sachant que la Lune est à une distance moyenne d'environ 384 400 km pour un diamètre de 3 474 km, une simple règle de trois donne une distance focale F inférieure ou égale à 1328 mm.

Nous avons déjà vu que pour une taille de pixel de $25 \mu\text{m}$ et une longueur d'onde d'observation de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, un rapport d'ouverture $N = 2$ est idéal du point de vue de la diffraction.

Le télescope disponible dans le commerce et correspondant le mieux à mes besoins en distance de tirage comme en focale et en ouverture est le télescope de Newton entièrement réflectif "Skywatcher" d'une focale de 1200 mm pour un rapport d'ouverture $N = 4,7$. J'en ai donc fait l'acquisition en plus d'une monture équatoriale adaptée à son poids (EQ6) afin de suivre le mouvement de la Lune sur son orbite.

Par rapport au dispositif expérimental de laboratoire, ce rapport d'ouverture est plus important (4,7 au lieu de 0,86), ce qui signifie que le détecteur recevra environ 20 fois moins de flux pour un niveau de bruit inchangé.

Comme le détecteur est sensible aux décharges électrostatiques et qu'il faut pouvoir

l'adapter au télescope, j'ai fait réaliser un boîtier dédié à partir d'un simple boîtier en aluminium du commerce au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. Ce boîtier en aluminium peint a été modifié pour me permettre d'y fixer le détecteur sans risques, d'y ajouter une aération afin éviter des problèmes de chauffe due à l'électronique de proximité et des trous pour les câbles d'alimentation et de données, et d'y fixer la bague servant d'adaptateur avec le télescope (cf. Fig. 3.13).



FIG. 3.13 – Photographie du télescope de Newton "Skywatcher" 254/1200 mm sur sa monture équatoriale EQ6 installé devant le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille pour observer la Lune. Le module IRXCORE640 est fixé dans son boîtier protecteur beige clair au plan focal du télescope, et la console permettant de contrôler le détecteur est posée sur la table à proximité du télescope.

3.2.2.2 Résultats

Pour étalonner ces images, nous sommes dans un cas où le système est non-caractérisé. Nous n'avons pas fait de mesures de réponse en température du détecteur au foyer du télescope pour déterminer au préalable le paramètre α du meilleur ajustement associé à cette configuration optique. Nous prendrons comme hypothèse que $\alpha = 4$ en se basant sur la forme théorique de la réponse du détecteur.

Nous ne disposons que d'un seul point de référence pour l'étalonnage de nos mesures, celui correspondant à la température de l'atmosphère. Nous devons donc prendre une hypothèse sur la valeur du paramètre α .

Nous savons que la sensibilité d'un instrument change avec le nombre d'ouverture N du système optique suivant une loi en :

$$\text{Sensibilité} \propto \frac{1}{4N^2 + 1} \quad [DN/K]$$

Nous avons mesuré la sensibilité du dispositif expérimental à 186,0 [DN/K] à 300 K en laboratoire avec un système optique de rapport d'ouverture $N = 0,86$. Donc, avec un télescope de rapport d'ouverture $N = 4,7$, nous obtenons une sensibilité de 8,4 [DN/K] à 300 K. La sensibilité correspond à la dérivée de la réponse du détecteur, tel que :

$$\text{Sensibilité} = \alpha a T^{\alpha-1} \quad [DN/K]$$

Donc, sachant que nous avons pris comme hypothèse que $\alpha = 4$, nous pouvons en déduire le paramètre $a = 7,8 \times 10^{-8} [DN/K^4]$.

Il ne nous reste qu'à déterminer le paramètre b . Pour cela, nous utilisons l'image prise de la température de l'atmosphère :

$$b = Im_{atmosphère} - a \times (T_{atmosphère})^\alpha \quad [DN]$$

où $Im_{atmosphère}$ correspond à l'image brute prise du ciel et $T_{atmosphère}$ la température de l'atmosphère ce soir là ($12^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$).

Nous disposons donc à ce stade de tous les paramètres nécessaires pour étalonner les images de la Lune.

$$T_{Image} = \left(\frac{Im_{Lune} - b}{a} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad [K]$$

où T_{Image} est la température de brillance de l'image et Im_{Lune} est l'image brute de la Lune.

Nous avons vu que lors d'observations depuis le sol, l'atmosphère ne transmet pas toutes les longueurs d'ondes (cf. Fig. 1.3). Une partie non négligeable du flux incident est ainsi absorbée. Entre 8 et 18 μm , environ 50% du flux incident est transmis. Pour retrouver la température de brillance de la Lune, nous pouvons compenser cette absorption dans la formule d'étalonnage de la manière suivante :

$$T_{Lune} = \left(\frac{Im_{Lune} - b}{a \times 0,5} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad [K]$$

où T_{Lune} est la température de brillance de l'image obtenue en corrigeant l'absorption par l'atmosphère d'une partie du flux provenant de la Lune.

La figure 3.14 montre l'image obtenue avec notre télescope de la Lune dans l'infrarouge thermique comparée à l'image de la Lune que l'on obtient dans le visible.

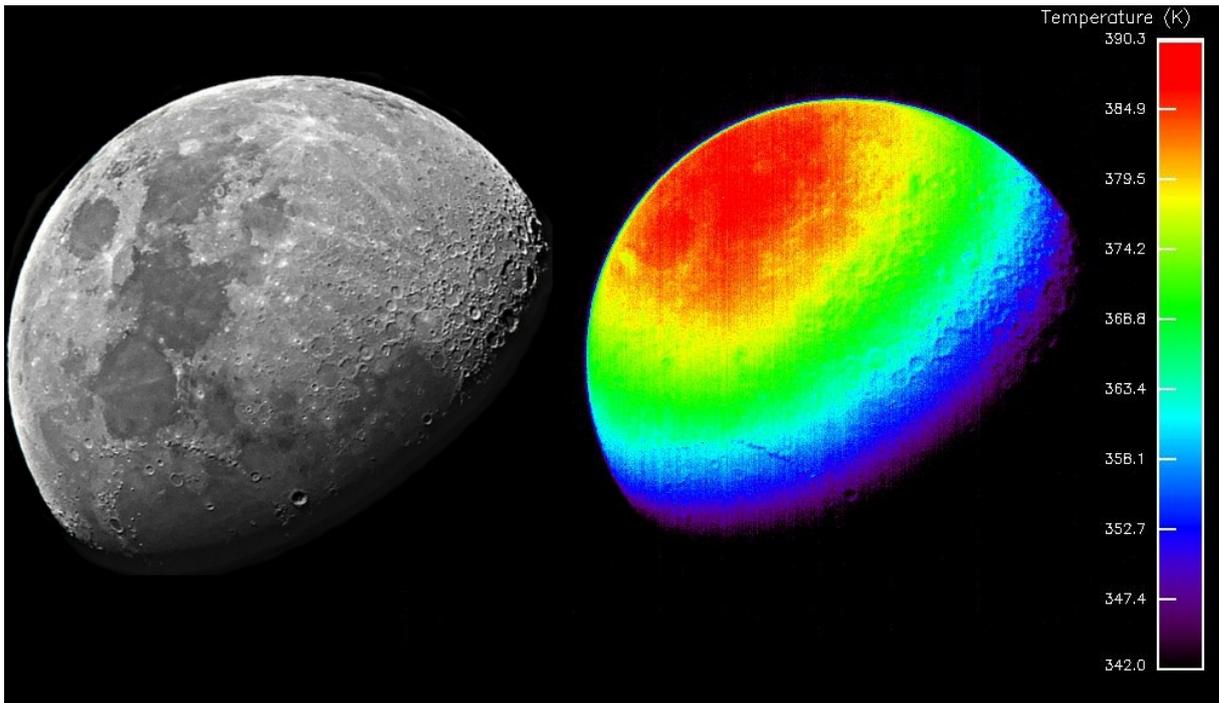


FIG. 3.14 – A droite : image obtenue avec notre dispositif expérimental de la Lune dans l’infrarouge thermique. A gauche : photographie de la Lune dans le visible dans la même phase que lors des observations infrarouges.

L’incertitude sur la température mesurée est ici plus importante que pour les mesures faites sur ma main. En effet, nous avons pris une hypothèse sur le paramètre α en nous basant sur la forme théorique de la réponse du détecteur, et nous ne connaissons pas avec précision la température de l’atmosphère ce soir là ($12^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$). En prenant en compte ces incertitudes, nous pouvons estimer une erreur sur cet étalonnage de l’ordre de $\pm 5 \text{ K}$.

Nous observons des températures à la surface de la Lune côté jour comprises entre 340 et 390 K. Ces températures sont tout à fait en accord avec les températures mesurées in situ par l’instrument Diviner (cf. Fig. 3.15), ce qui valide notre étalonnage radiométrique. Par ailleurs, les cratères près du limbe sont bien visibles sur l’image infrarouge. Cela démontre que la température à la surface de la Lune est directement liée à l’ensoleillement, la surface s’adaptant quasiment instantanément à tout changement d’illumination. On retrouve ainsi le résultat bien connu que l’inertie thermique de la Lune est faible, de l’ordre de $50 \text{ J/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$. Finalement, les mers lunaires ont une température plus élevée que les terrains environnants, simplement parce qu’elles sont plus sombres (albédo plus faible) et absorbent donc plus d’énergie solaire.

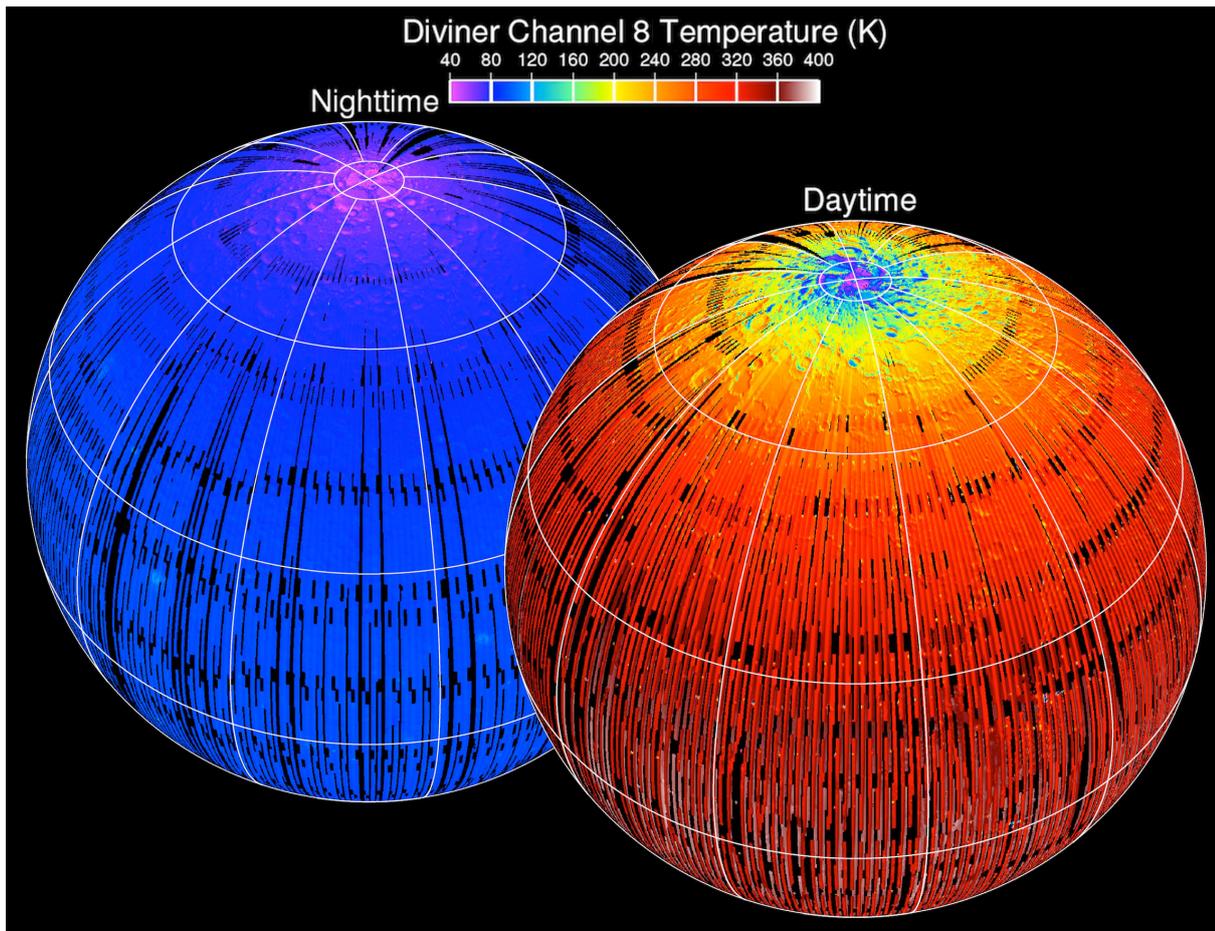


FIG. 3.15 – Cartes de températures réalisées de la Lune par l'instrument Diviner à bord de la sonde LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter, NASA).

Chapitre 4

Performances du détecteur en spectroscopie dispersive

Sommaire

4.1	La problématique	102
4.2	Approche expérimentale	102
4.3	Spectres simulés	107
4.4	Performances pour un autre dispositif expérimental	117

Dans ce chapitre, nous évaluons les performances en spectroscopie dispersive du détecteur micro-bolométrique Nano640ETM de la société ULIS. Les résultats obtenus sont utilisés pour simuler des spectres dans le cadre d'un instrument spatial.

4.1 La problématique

La principale difficulté de la spectroscopie à l'aide d'un système dispersif provient du fait que le flux incident est diminué une première fois en passant par une fente d'entrée, puis dispersé en fonction de la longueur d'onde sur plusieurs pixels pour atteindre la résolution spectrale par pixel voulue. Tout ceci contribue à diminuer fortement le flux reçu par pixel par rapport à une application d'imagerie.

Nous savons que sur le principe, la technologie des micro-bolomètres permet de faire de la spectroscopie dispersive. En effet, l'instrument MERTIS (Bepi-Colombo), destiné à observer Mercure en spectroscopie, utilise cette technologie. Néanmoins, MERTIS observe des surfaces dont la température varie de 500 à 700 K. Dans notre cas, nous souhaitons observer un petit corps du système solaire interne dont la température est comprise entre 200 et 400 K. Cela correspond à un flux infrarouge thermique de 2 à 150 fois plus faible que pour l'instrument MERTIS. Notre objectif est donc de démontrer que notre détecteur (le détecteur infra-rouge *Nano640ETM* de 640×480 pixels de la société française ULIS) est assez sensible pour faire de la spectroscopie avec un rapport signal sur bruit suffisant pour pouvoir identifier les motifs caractéristiques de la minéralogie d'un tel objet.

L'objectif étant de mesurer des flux faibles, le paramètre clé est le rapport signal sur bruit (SNR pour "Signal to Noise Ratio") du détecteur. Nous devons donc estimer ce SNR en fonction de la température de la scène et de la dispersion spectrale ($\Delta\lambda$). Le SNR doit être suffisant pour retrouver les caractéristiques principales des minéraux de surface et déterminer ainsi la composition chimique. Pour notre dispositif expérimental, le bruit du détecteur est connu (10 DN), et nous nous intéresserons donc uniquement à sa sensibilité aux flux faibles.

4.2 Approche expérimentale

4.2.1 Présentation du dispositif expérimental

En spectroscopie classique, on utilise généralement un système dispersif (filtre, prisme ou réseau) placé sur le chemin optique afin d'étaler le flux en fonction de la longueur d'onde. Cette méthode a pour inconvénient d'obliger l'expérimentateur à disposer d'autant de systèmes dispersifs que de résolutions spectrales à tester car à chaque filtre, prisme, ou réseau, correspond une bande passante et une résolution spectrale particulière.

Comme je ne connaissais pas a priori la résolution spectrale à partir de laquelle le rapport signal sur bruit devient trop faible pour obtenir des spectres exploitables, j'ai simulé de façon différente les faibles flux disponibles lors des mesures spectroscopiques. J'ai fait l'achat de trois filtres infrarouges à densité neutre transmettant respectivement 47%, 11% et 1% du flux incident sur une bande passante allant au moins de 2 à 14 μm (cf. annexe B). Ces filtres sont des fenêtres de germanium traitées avec un dépôt métallique destiné à absorber et/ou réfléchir une partie du flux incident, indépendamment de la longueur d'onde.

Le détecteur du module IRXCORE 640 est sensible aux longueurs d'ondes comprises entre 8 et 18 μm . Entre 14 et 18 μm , nous ne connaissons pas la transmission spectrale des filtres, et nous avons donc supposé qu'elle était égale à sa valeur dans le domaine 2-14 μm .

4.2.2 Présentation des résultats

J'ai commencé par faire des images de la surface d'un des corps noirs régulée à 30°C, alternativement pour les trois filtres, pour estimer visuellement et grossièrement à partir de quelle atténuation de flux le signal était noyé dans le bruit (cf. Fig. 4.1). Pour les filtres à 100% (aucun filtre), 47%, et 11% de transmission, l'image du corps noir est bien visible, mais pour le filtre à 1% de transmission, le signal commence à se confondre avec le bruit et le contraste est insuffisant pour faire ressortir le corps noir.

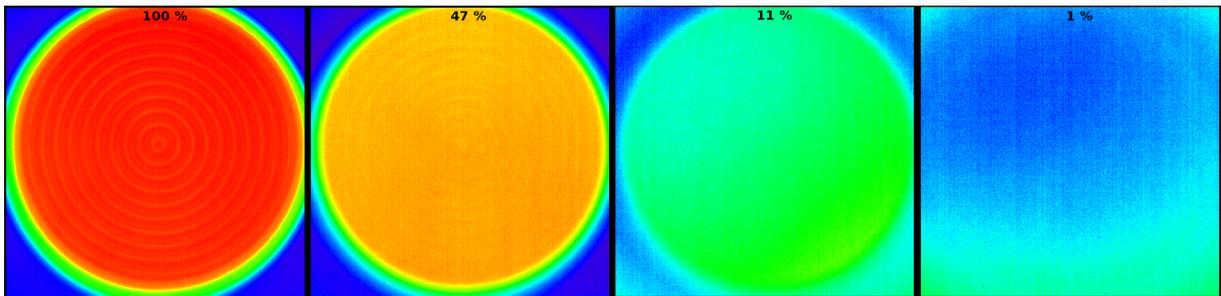


FIG. 4.1 – Quatre images du corps noir régulé à 30°C réalisées avec différents filtres sur le chemin optique. De gauche à droite : première image sans filtre ; deuxième image avec le filtre à 50% de transmission ; troisième image avec le filtre à 10% de transmission ; quatrième image avec le filtre à 1% de transmission.

Lorsque le pourcentage de transmission d'un filtre diminue, sa transparence diminue, et sa réflectivité augmente. Le filtre réfléchit donc une proportion plus importante du flux de son environnement (pièce à 22,5°C) ce qui diminue d'autant le contraste sur l'image du corps noir. Comparer des images prises avec différents filtres pour une seule température de scène ne suffit donc pas pour tirer des conclusions sur le flux minimum mesurable par le détecteur.

J'ai donc réalisé plusieurs mesures de réponse du détecteur avec ces filtres à densité neutre, en faisant évoluer la température d'un corps noir de 5 à 145°C, tout en gardant un deuxième corps noir régulé à 5°C afin de soustraire la contribution des optiques dont les filtres font désormais aussi partie. Ainsi, j'ai pu mesurer la sensibilité du détecteur, qui correspond à la pente de la réponse, en fonction du pourcentage de flux incident reçu. Les résultats sont illustrés sur la figure 4.2.

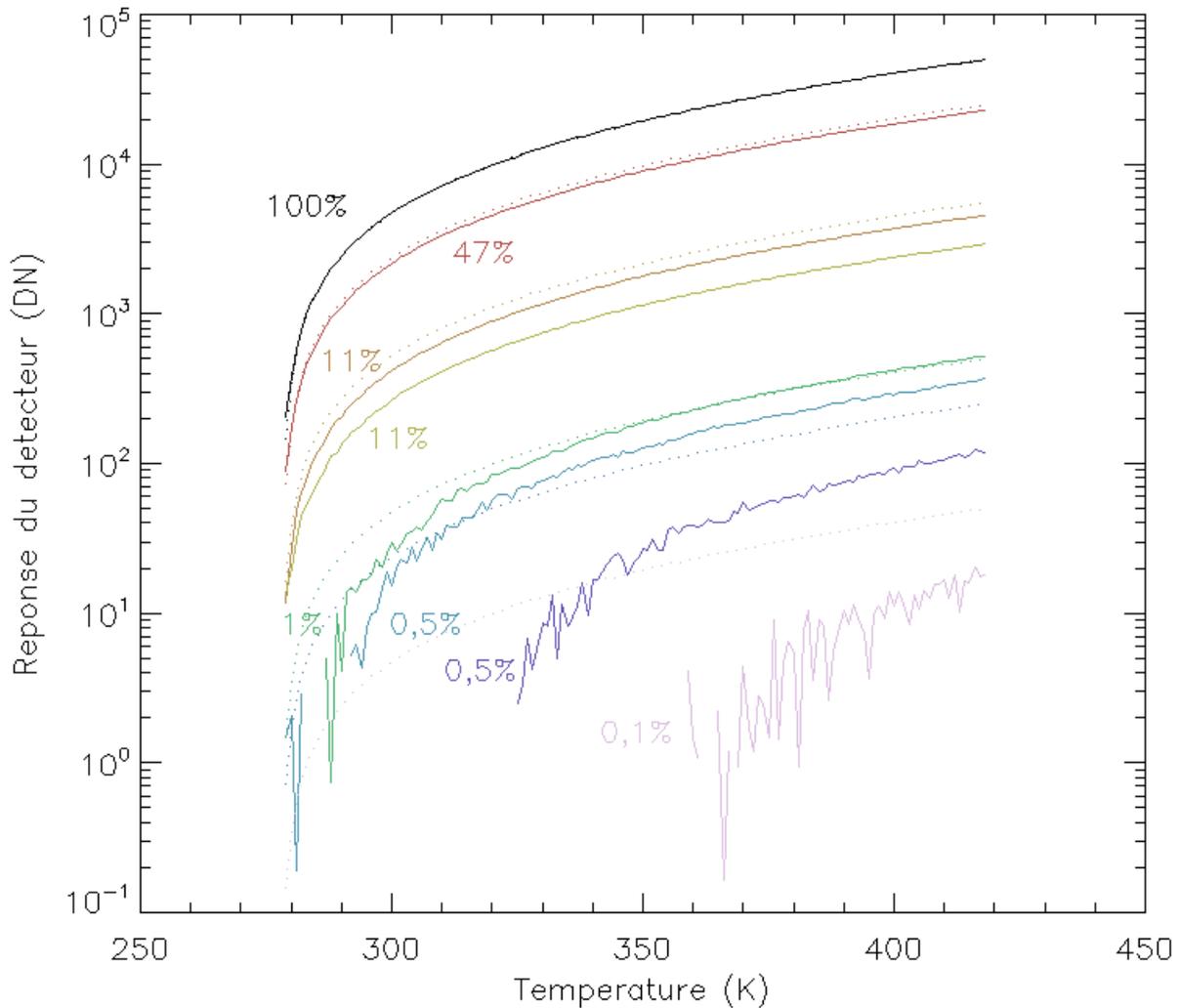


FIG. 4.2 – Courbes continues : réponse moyenne du détecteur sur 60×60 pixels en retirant le signal du corps noir de référence à 5°C , avec différents filtres sur le chemin optique. Courbe noire : sans filtre (100% du flux). Courbe rouge : filtre de 47% de transmission, placé entre l'optique et le détecteur. Courbe orange : filtre de 11% de transmission, placé entre l'optique et le détecteur. Courbe jaune : filtre de 11% de transmission, placé entre les corps noirs et l'optique. Courbe verte : filtre de 1% de transmission, placé entre l'optique et le détecteur. Courbe bleu clair : filtres de 47% et 1% de transmission (environ 0,5% du flux), accolés ensemble entre l'optique et le détecteur. Courbe bleu foncé : filtres de 47% et 1% de transmission (environ 0,5% du flux), placés séparément entre les corps noirs et l'optique et entre l'optique et le détecteur. Courbe violette : filtres de 11% et 1% de transmission (environ 0,1% du flux), placés séparément entre les corps noirs et l'optique et entre l'optique et le détecteur. Courbes en pointillés : courbes issues des données sans filtres (100% du flux), divisées proportionnellement à leur pourcentage de flux disponible (47%, 11%, 1%, 0,5%, et 0,1%).

Sur cette figure, on retrouve les réponses pour les différents filtres, soit seuls (47%, 11%, 1%) ou en combinaison (0,5% et 0,1%). Ces réponses sont comparées à la réponse sans filtre (100% de transmission) multipliée par le pourcentage de transmission pour voir s'il existe une loi de proportionnalité entre flux incident et réponse. On constate que lorsque l'on utilise qu'un seul filtre, la réponse est effectivement proportionnelle au flux incident. **Ce résultat est fondamental puisqu'il va nous permettre, à partir de la réponse sans filtre, de déduire la réponse du détecteur pour n'importe quel flux incident (cf. Eq.(4.1)).**

$$\text{Réponse}(T, T_R) = \text{Réponse}(T, \text{sans filtre}) \times T_R \quad [DN] \quad (4.1)$$

où T est la température de la scène et T_R est le pourcentage de transmission du filtre. Pour les combinaisons de filtres, la loi de proportionnalité ne se vérifie plus, non pas parce qu'elle est fautive mais à cause des réflexions multiples qui ont lieu entre les optiques et les filtres à densité neutre.

A partir de cette réponse, on peut déduire le rapport signal sur bruit avec l'équation (4.2).

$$SNR(T, T_R) = \frac{\text{Réponse}(T, T_R)}{\text{Bruit}} \quad (4.2)$$

où *Bruit* est le bruit du détecteur qui vaut 10,0 DN pour le module IRXCORE 640.

D'un point de vue formel, la transmission T_R correspond à une diminution du flux qui peut être interprétée comme résultante de la dispersion spectrale, et donc de la résolution spectrale. La relation entre résolution spectrale et transmission peut être calculée de façon théorique en utilisant la loi de Planck B_{Planck} suivant l'équation (4.3). Cette relation fait intervenir la température de la scène T , la résolution spectrale $\delta\lambda$ et la longueur d'onde λ . Nous supposons ici un corps gris dont l'émissivité ne dépend pas de la longueur d'onde et n'intervient donc pas dans le calcul du pourcentage de transmission, et que la réponse spectrale du détecteur est plate entre 8 et 16 μm .

$$T_R(T, \Delta\lambda, \lambda) = \frac{\int_{\lambda-\Delta\lambda/2}^{\lambda+\Delta\lambda/2} B_{Planck}(T, \lambda) d\lambda}{\int_{\lambda=8\mu\text{m}}^{\lambda=16\mu\text{m}} B_{Planck}(T, \lambda) d\lambda} \quad (4.3)$$

Le raisonnement étant un peu compliqué, voici une explication dans un cas concret. Supposons que nous souhaitons estimer le SNR de notre détecteur pour une température de 400 K et un $\delta\lambda$ de 0,1 μm , autour de 10 μm de longueur d'onde. A l'aide de l'équation (4.3), nous pouvons calculer le pourcentage de transmission correspondant, ici environ 1%. Puis, grâce à l'équation (4.1), nous pouvons calculer le signal correspondant à ce pourcentage de transmission, ici un peu plus de 300 DN. Enfin, le SNR est calculé à partir de l'équation (4.2) en divisant le signal par le bruit, soit ici $SNR=30$.

La figure 4.3 présente le SNR en fonction de la longueur d'onde λ , pour différentes températures T et différentes résolutions spectrales $\Delta\lambda$. On peut voir que pour une résolution spectrale par pixel inférieure ou égale à $0,5 \mu\text{m}$, le rapport signal sur bruit est inférieur à 1 lorsque la température de l'objet observé est inférieure ou égale à 280 K. Cela signifie que d'éventuels spectres réalisés avec ces résolutions spectrales d'un objet à une température inférieure ou égale à 280 K seraient totalement dominés par le bruit et donc inexploitable. D'autre part, pour une température supérieure ou égale à 350 K, le rapport signal sur bruit est supérieur à 3, la valeur seuil théorique de détection, pour toutes les résolutions spatiales supérieures ou égales à $0,1 \mu\text{m}$, et sur toute la plage de longueurs d'onde considérée. Finalement, pour obtenir un SNR supérieur à 10 sur toute la gamme de longueur d'onde, une résolution spectrale inférieure ou égale à $0,25 \mu\text{m}$ et une température supérieure à 350 K sont requises.

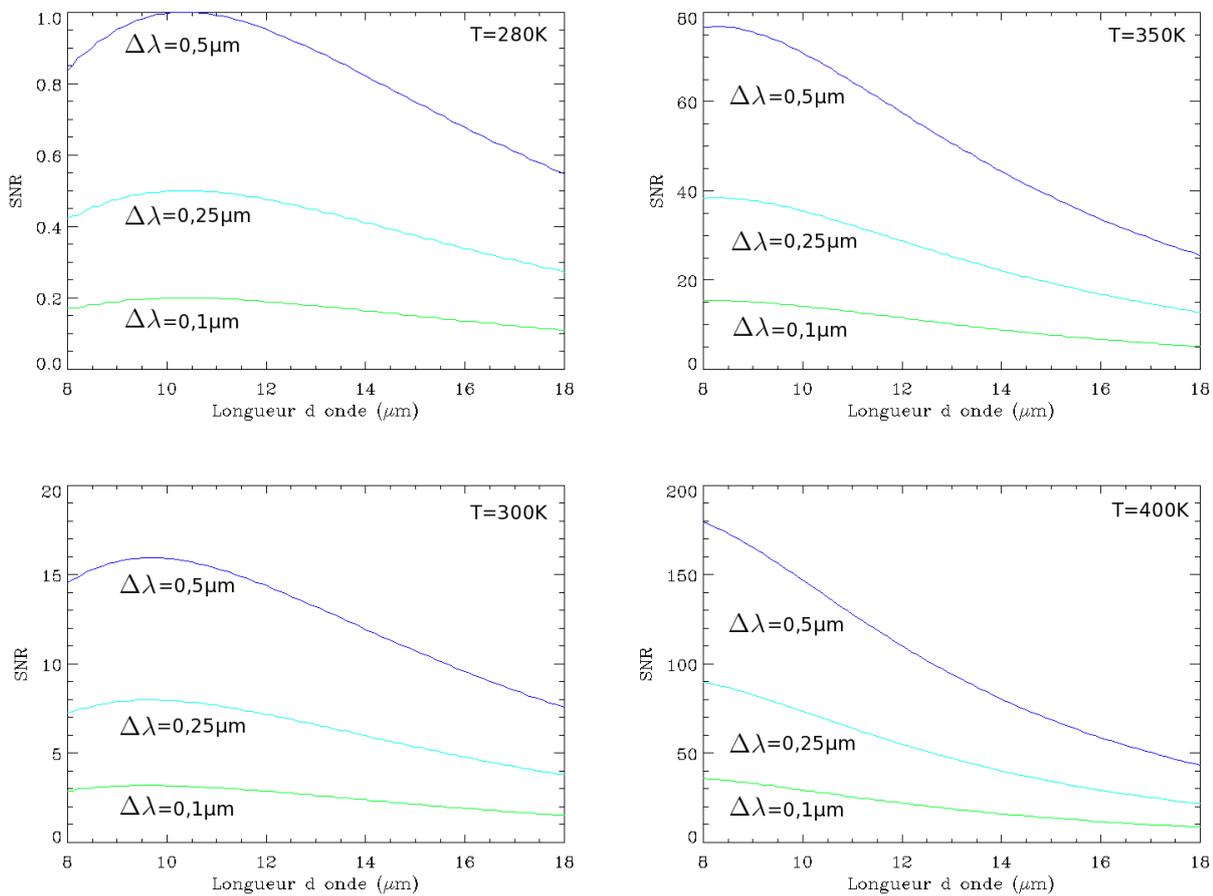


FIG. 4.3 – Évolution du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la longueur d'onde pour une température T et une résolution spectrale $\Delta\lambda$ donnée.

4.3 Spectres simulés

Afin de mieux illustrer les résultats précédents, j'ai choisi de simuler les spectres d'émission que nous pourrions obtenir de la surface d'un petit corps du système solaire interne en fonction du rapport signal sur bruit.

Parmi les minéraux bons analogues de la surface d'un petit corps du système solaire interne, j'ai décidé d'étudier l'enstatite et les analogues météoritiques d'Allende, Ornans, et Vigarano. Parmi ces spectres, l'enstatite présente les raies spectrales les plus étroites, et donc le spectre le plus contraignant à caractériser [75]. Par exemple, le pic de Christiansen de l'enstatite a une largeur d'environ $1 \mu\text{m}$ autour de $8,5 \mu\text{m}$.

Comme expliqué précédemment, j'ai simulé le bruit instrumental relatif attendu en fonction de la température de scène, de la longueur d'onde, et de la résolution spectrale voulue, en utilisant une distribution gaussienne aléatoire correspondant à un bruit blanc. Différents exemples de ce bruit simulé sont illustrés sur la figure 4.4.

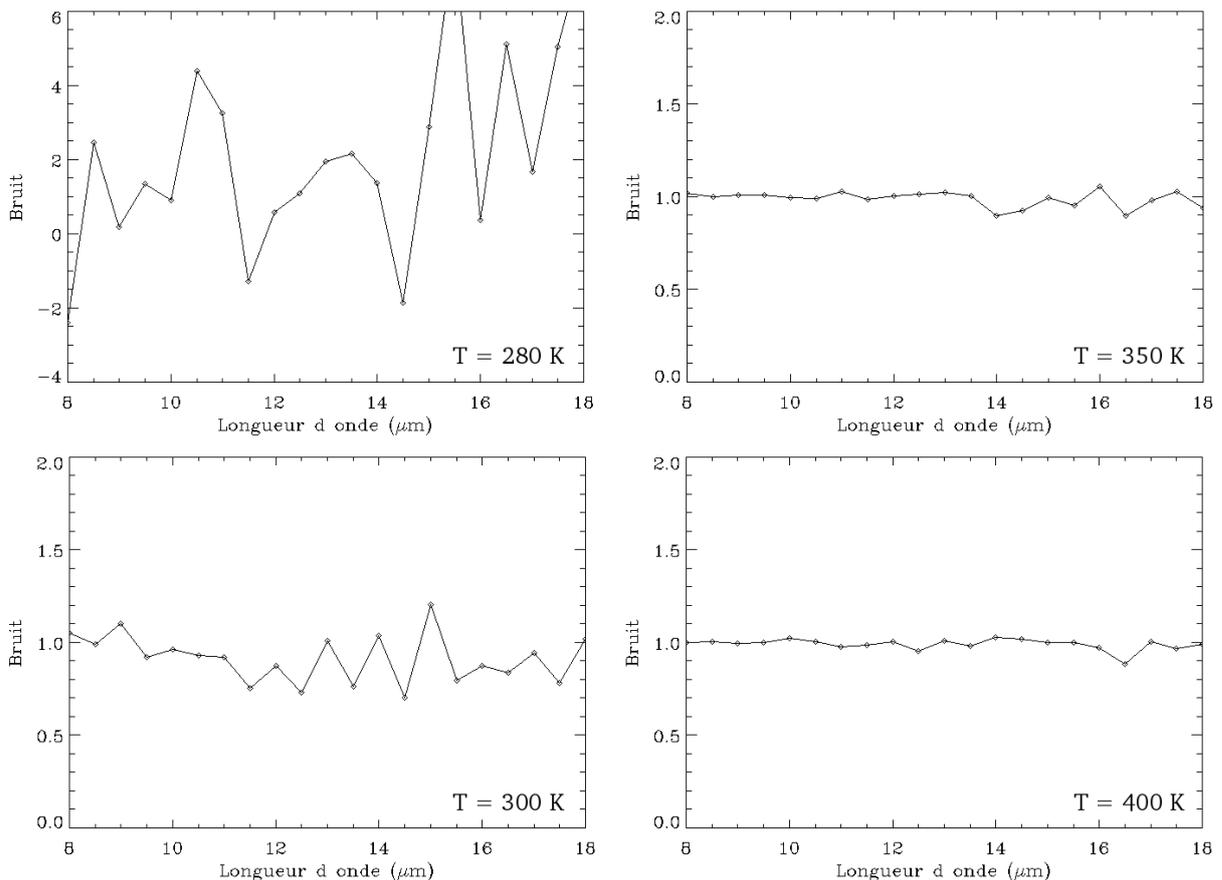


FIG. 4.4 – Bruit instrumental relatif simulé à partir du calcul du rapport signal sur bruit, en fonction de la longueur d'onde pour une résolution spectrale de $0,25 \mu\text{m}$ par pixel et une température de scène de 400, 350, 300, et 280 K.

Les figures 4.5 et 4.6 présentent les spectres simulés pour l'enstatite, pour trois températures représentatives de celle d'un petit corps du système solaire interne, 300, 350, et 400 K, et quatre résolutions spectrales par pixel différentes, $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$, et $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$. Comme attendu, les spectres sont de plus en plus bruités lorsque le flux disponible par pixel diminue, que ce soit parce que la résolution spectrale est plus faible, parce que la température de scène est plus faible, ou parce que la longueur d'onde augmente. Ainsi, les spectres correspondant à une résolution de $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ ne sont pas exploitables pour des températures inférieures à 400 K, les spectres correspondant à une résolution de $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ sont exploitables pour une température de surface supérieure ou égale à 350 K, et les spectres correspondant aux résolutions de $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ le sont pour une température de surface supérieure ou égale à 300 K, bien qu'à la limite du sous-échantillonnage dans le dernier cas.

Pour diminuer le niveau de bruit de ces spectres, il est possible de réaliser plusieurs spectres d'émission et de les moyennner entre eux. Cette solution suppose que, dans le cas d'un instrument à bord d'un vaisseau spatial, la surface de l'objet étudié ne défile pas trop rapidement devant le spectromètre de façon à ce qu'il aie le temps de réaliser plusieurs mesures dans les mêmes conditions de la même région.

Les figures 4.7 et 4.8 illustrent les résultats en moyennant 10 spectres, ce qui améliore le SNR d'un facteur 1,43 selon notre étude de bruit (cf. section 2.2.2.5). On peut maintenant retrouver les caractéristiques principales de l'enstatite pour une température de surface supérieure ou égale à 400 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$, ou une température de surface supérieure ou égale à 350 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, ou une température de surface supérieure ou égale à 300 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ou $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$. Faire la moyenne de 10 spectres améliore donc sensiblement le rapport signal sur bruit.

La moyenne de 100 spectres améliore le SNR d'un facteur 1,66 selon notre étude de bruit (cf. section 2.2.2.5), ce qui est un gain négligeable par rapport à la moyenne de 10 spectres.

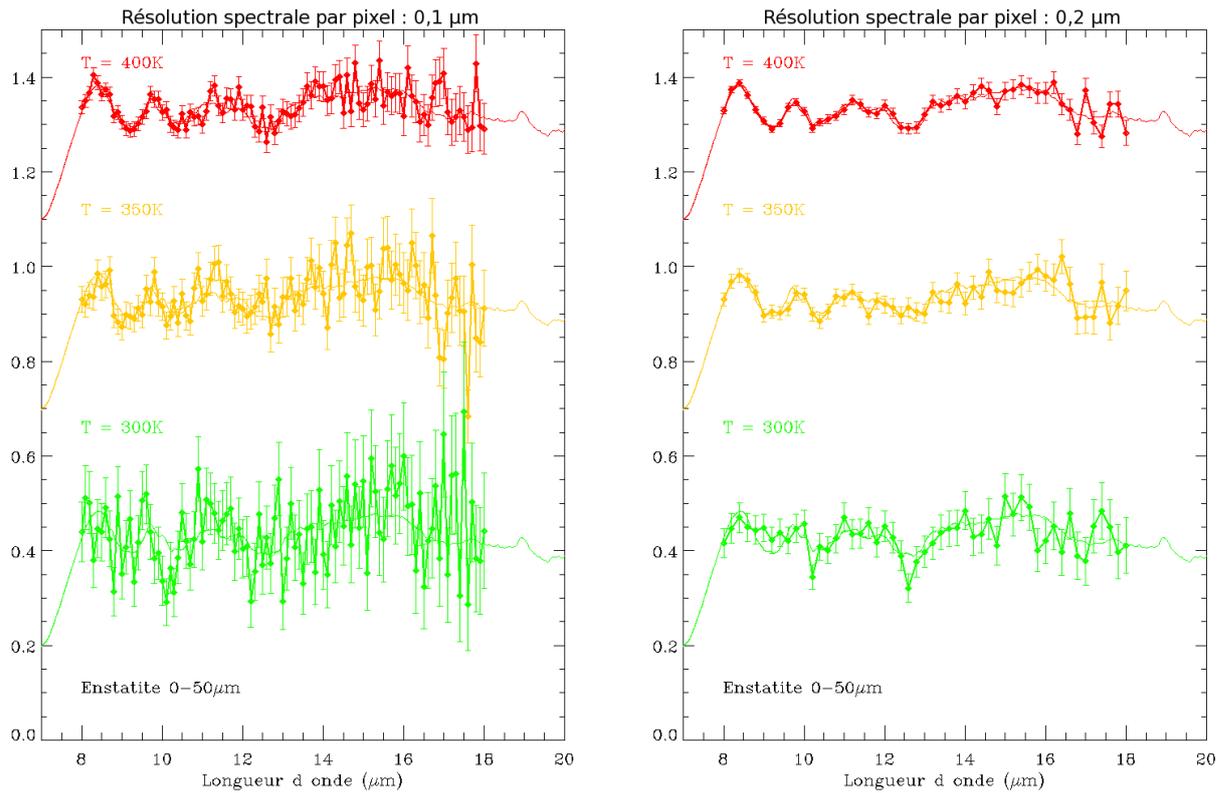


FIG. 4.5 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K.

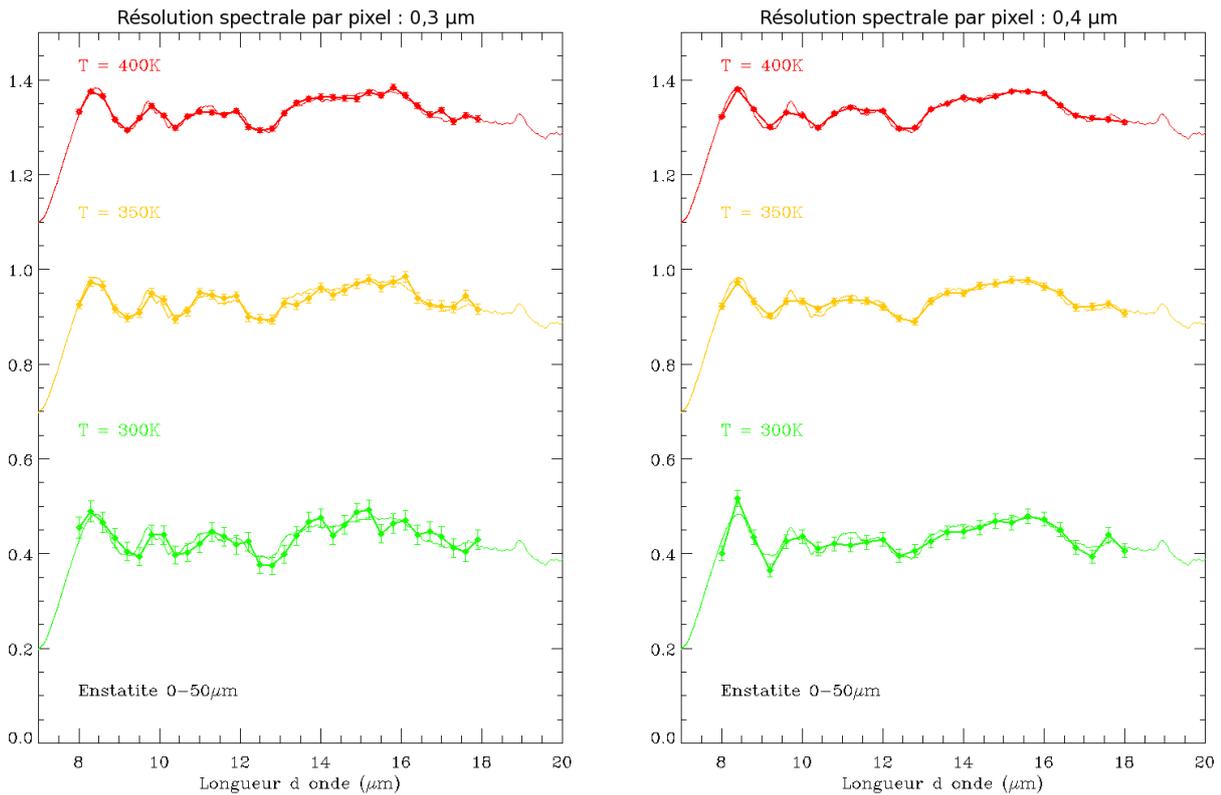


FIG. 4.6 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K.

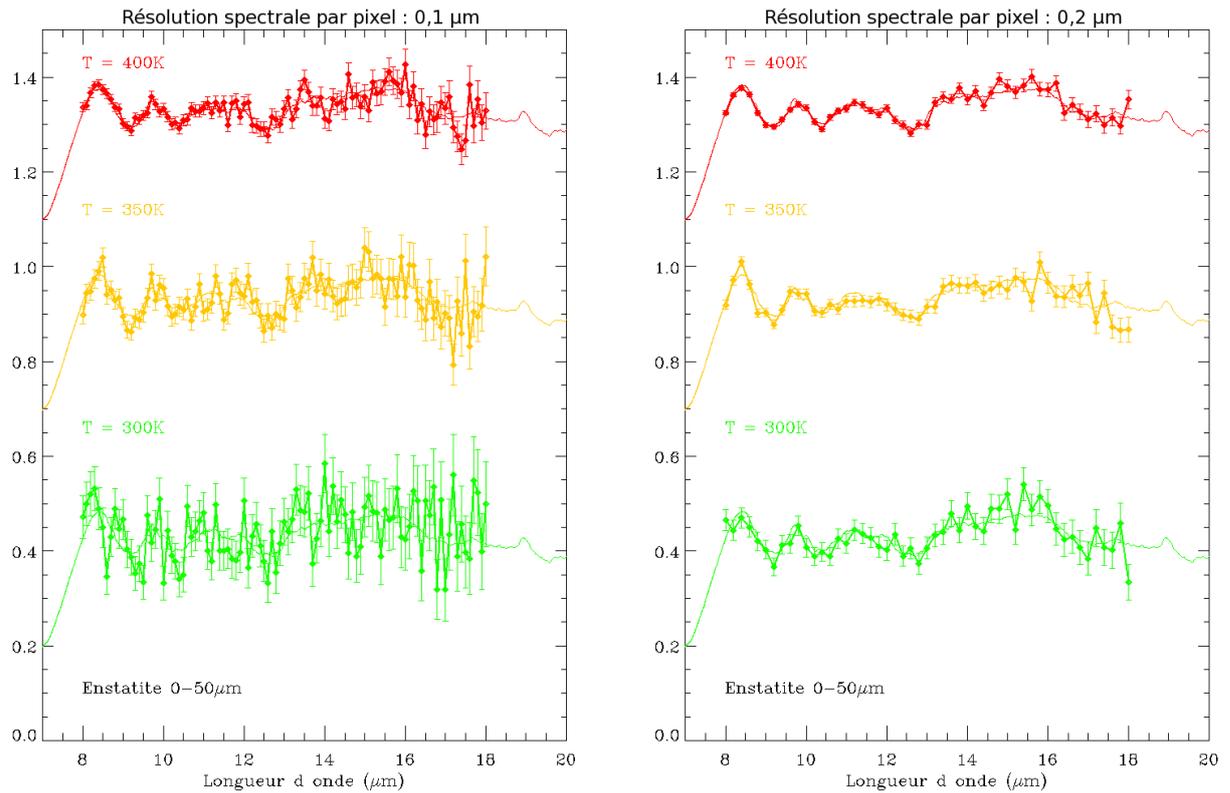


FIG. 4.7 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K. A droite : trois courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K.

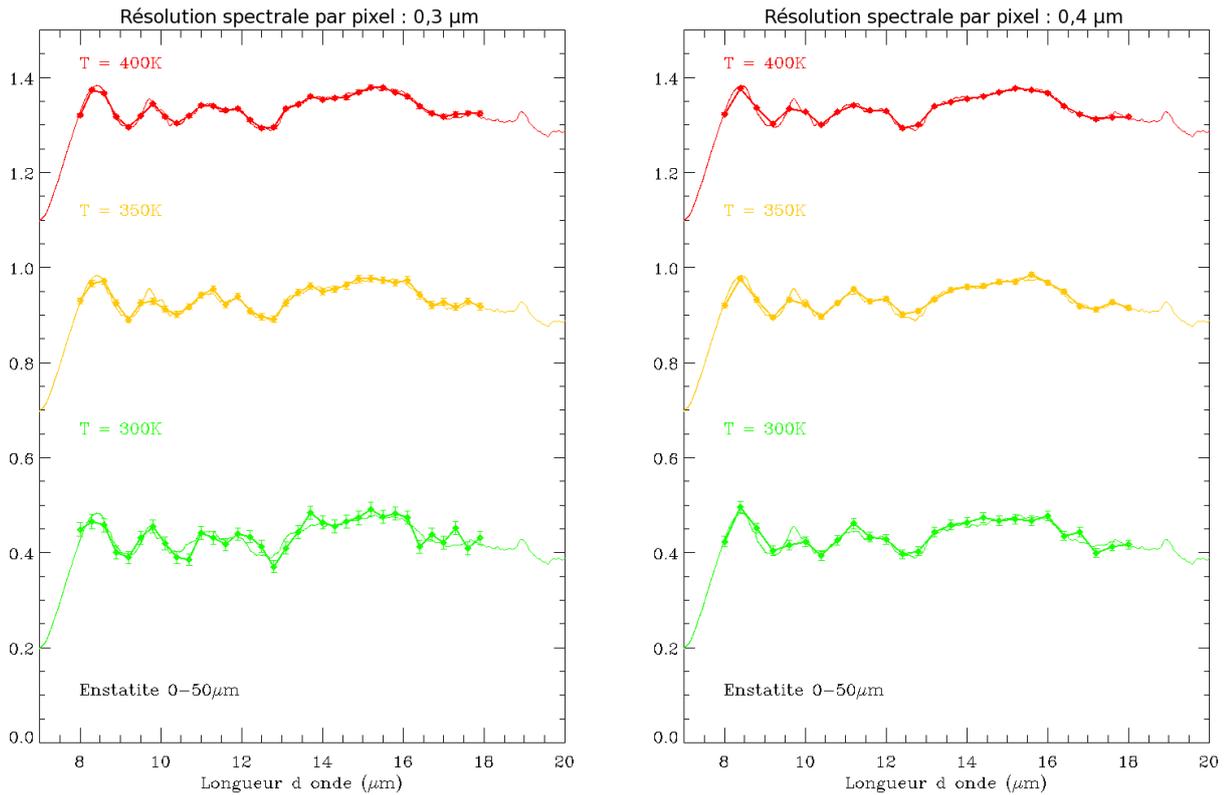


FIG. 4.8 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K. A droite : trois courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ pour trois températures de scène différentes, 300, 350, et 400 K.

Les figures 4.9, 4.10, et 4.11 représentent la moyenne de 10 spectres simulés pour les analogues météoritiques Allende, Vigarano et Ornans, pour différentes températures et résolutions spectrales. Nous retrouvons les mêmes conclusions que pour l'enstatite, à savoir que l'on retrouve les caractéristiques principales de ces minéraux pour une température de surface supérieure ou égale à 400 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$, ou une température de surface supérieure ou égale à 350 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, ou une température de surface supérieure ou égale à 300 K avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ou $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$.

A retenir - Le détecteur est suffisamment sensible pour effectuer de la spectroscopie de qualité avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour des surfaces de température supérieure à 350 K, en moyennant plus de 10 mesures entre elles.

Ces résultats sont particulièrement intéressants car la surface d'un astéroïde à une distance de 1 unité astronomique du soleil a une température maximale d'environ 400 K et une température d'environ 350 K à 50° du soleil (angle zénithal). Il est donc tout à fait possible avec notre détecteur d'étudier la minéralogie de surface d'un tel objet à l'aide d'un spectromètre dispersif.

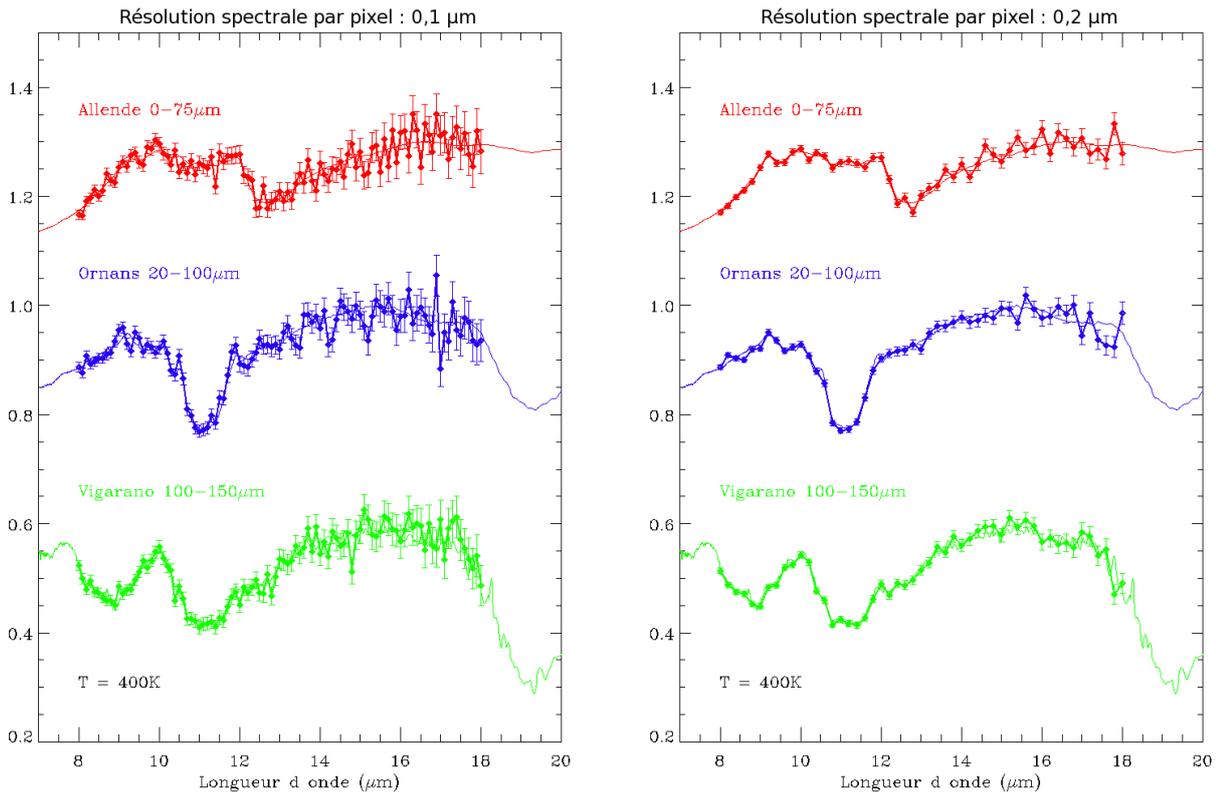


FIG. 4.9 – Simulation de mesures d’émission normalisée des météorites de Allende, Ornans et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K.

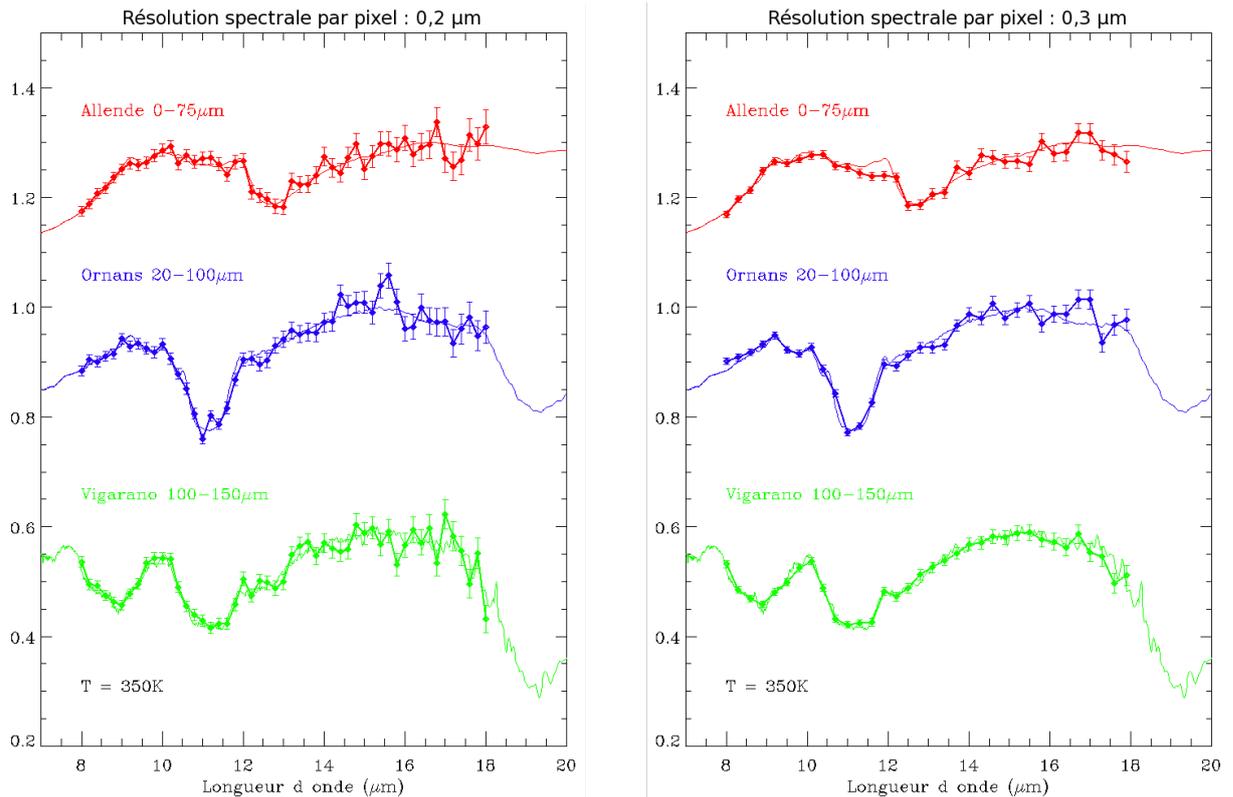


FIG. 4.10 – Simulation de mesures d'émission normalisée des météorites de Allende, Ornan et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 350 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 350 K.

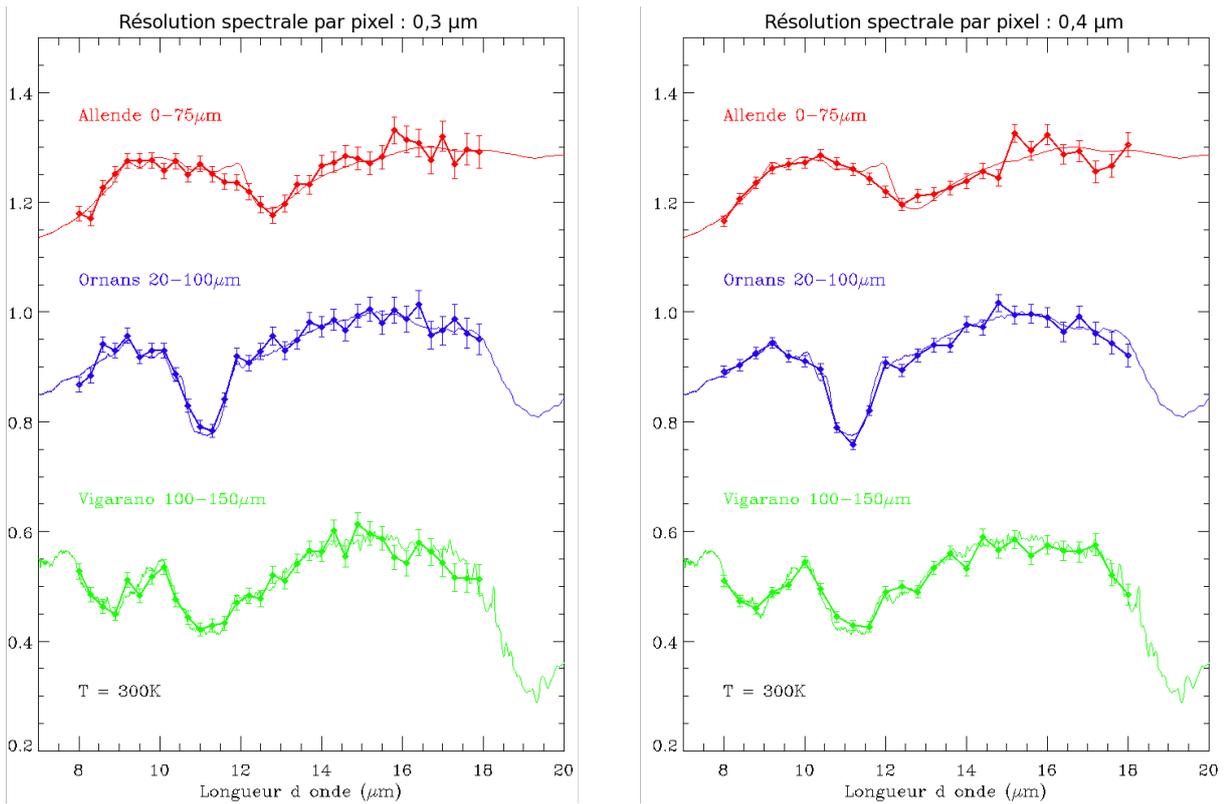


FIG. 4.11 – Simulation de mesures d’émission normalisée des météorites de Allende, Ornan et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 300 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 300 K.

4.4 Performances pour un autre dispositif expérimental

Nous avons vu que la sensibilité d'un instrument change avec le nombre d'ouverture N du système optique suivant une loi en :

$$\text{Sensibilité} \propto \frac{1}{4N^2 + 1}$$

Nos résultats précédents correspondent au cas où $N = 0,86$, celui de notre dispositif expérimental.

Pour un cas moins favorable où $N = 2$, la réponse du détecteur est alors 4,3 fois moins importante que celle que nous avons mesuré, ce qui signifie d'après l'équation (4.2) que le rapport signal sur bruit correspondant est 4,3 fois plus petit.

J'ai donc retracé les spectres simulés pour trois nombres d'ouverture différents $N = 1$, $N = 1,5$ et $N = 2$ afin d'observer leur évolution.

4.4.1 Pour un système optique d'ouverture $N = 1$

Pour un nombre d'ouverture $N = 1$, le rapport signal sur bruit est environ 1,3 fois plus petit que lors de nos mesures expérimentales. Les spectres correspondants à la moyenne de 10 mesures simulées de spectres d'émission de l'enstatite avec un ensemble optique de rapport d'ouverture $N = 1$ et une résolution spectrale par pixel $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ont été recalculés en prenant ce facteur en compte, puis tracés sur la figure 4.12.

On peut constater sur cette figure que les spectres simulés d'émission de l'enstatite sont exploitables pour une température de surface supérieure ou égale à $T = 350\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, et pour une température de surface supérieure ou égale à $T = 300\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ce qui correspond exactement à nos conclusions précédentes avec un nombre d'ouverture plus faible $N = 0,86$.

Pour les analogues météoritiques de Allende, Vigarano et Ornans (cf. Fig. 4.13), les spectres sont exploitables pour une température de surface de 400K et résolution spectrale $\Delta\lambda$ par pixel supérieure ou égale à $0,2 \mu\text{m}$.

Les performances en spectroscopie dispersive de notre module IRXCORE 640 ne sont donc pas très différentes lorsqu'il est associé à un système optique d'ouverture $N = 0,86$ ou à un système optique d'ouverture $N = 1$.

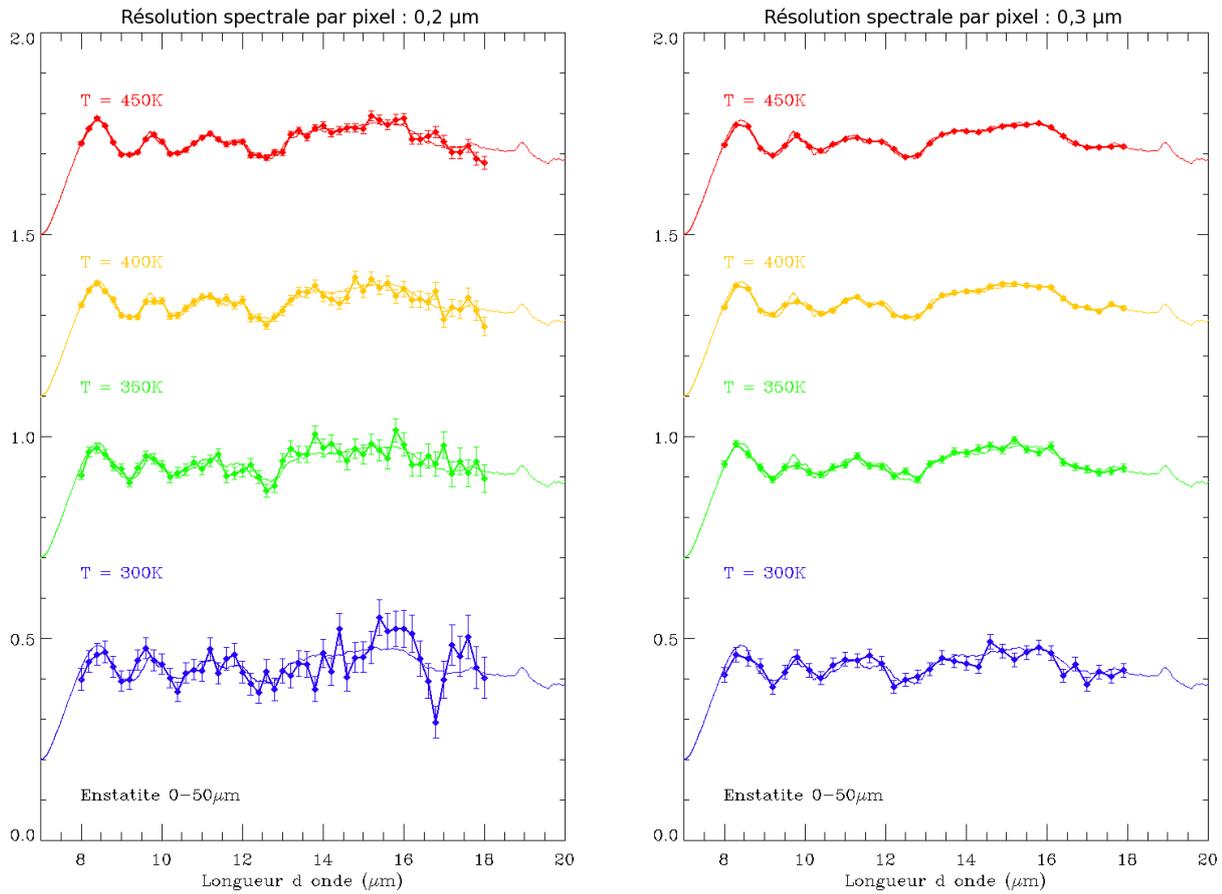


FIG. 4.12 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d’ouverture $N = 1$. A gauche : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K. A droite : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K.

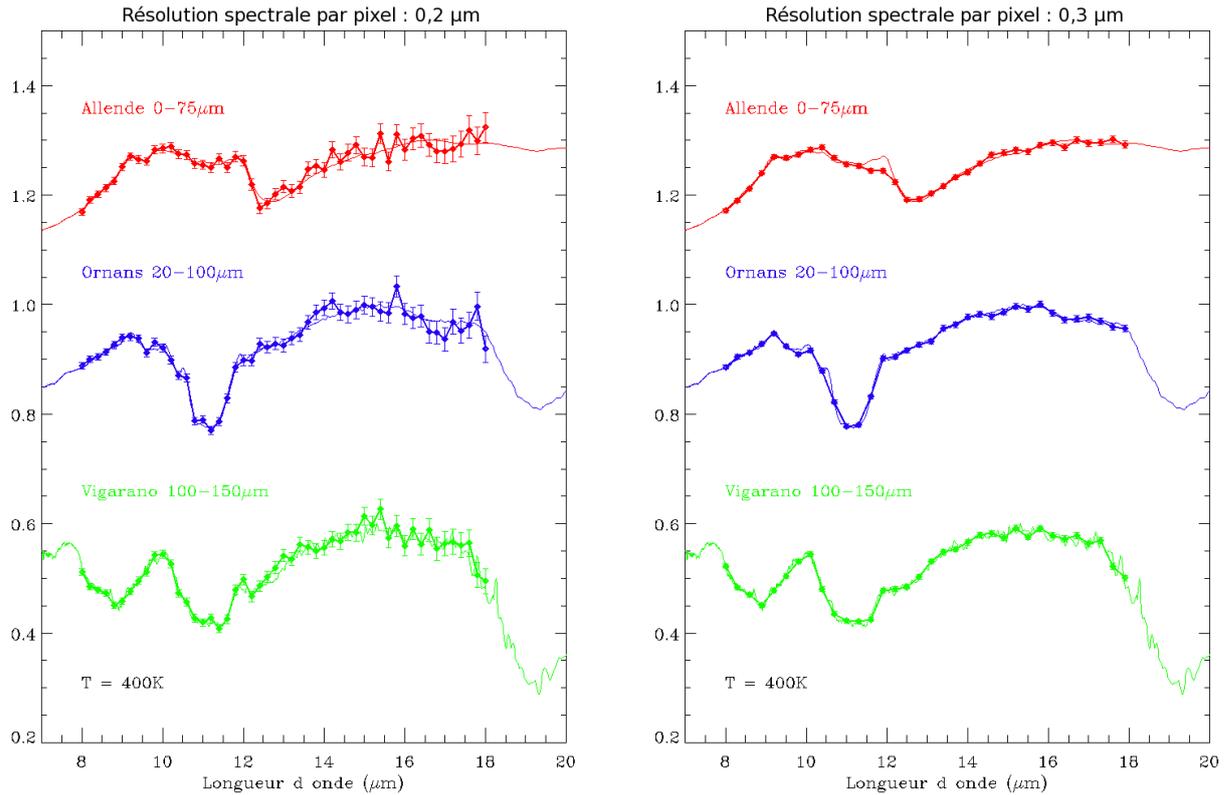


FIG. 4.13 – Simulation de mesures d’émission normalisée des météorites de Allende, Ornan et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d’ouverture $N = 1$. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K.

4.4.2 Pour un système optique d'ouverture $N = 1,5$

Pour un nombre d'ouverture $N = 1,5$, le rapport signal sur bruit est environ 2,5 fois plus petit que lors de nos mesures expérimentales. Comme précédemment, les spectres correspondants à la moyenne de 10 mesures simulées de spectres d'émission de l'enstatite avec un ensemble optique de rapport d'ouverture $N = 1,5$ et une résolution spectrale par pixel $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ont été recalculés en prenant ce facteur en compte, puis tracés sur la figure 4.14.

Cette fois-ci, les résultats sont un peu moins bons car on peut constater que les spectres simulés d'émission de l'enstatite sont exploitables pour une température de surface non plus supérieure ou égale à $T = 350\text{K}$ mais à $T = 400\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, et pour une température de surface non plus supérieure ou égale à $T = 300\text{K}$ mais à $T = 350\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$.

Il faudra donc rester proche du midi local pour réaliser des spectres exploitables de la surface d'un astéroïde à une distance de 1 unité astronomique du soleil avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ si on choisi d'utiliser un système optique d'ouverture $N = 1,5$ associé à un détecteur *Nano640ETM* pour de la spectroscopie dispersive. Une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ serait dans ce cas bien moins contraignante.

Pour les spectres d'émissivité des analogues météoritiques de Allende, Vigarano et Ornans, la figure 4.15 montre que les spectres simulés obtenus sont eux aussi exploitables pour une température de surface de 400 K et résolution spectrale $\Delta\lambda$ par pixel supérieure ou égale à $0,2 \mu\text{m}$.

Les performances en spectroscopie dispersive de notre module IRXCORE 640 sont significativement dégradées si il est associé à un système optique d'ouverture $N = 1,5$ plutôt qu'à un système optique d'ouverture $N = 0,86$.

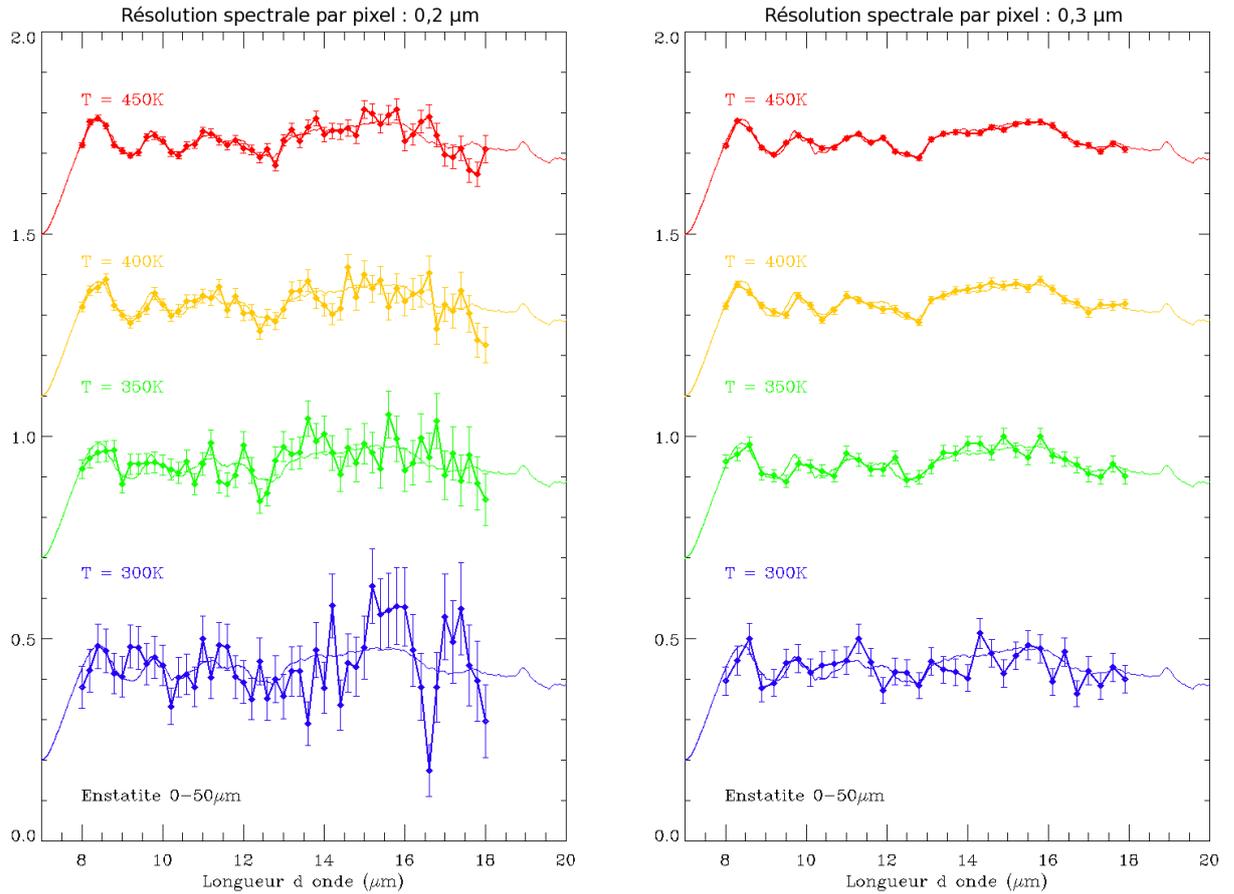


FIG. 4.14 – Simulation de mesures d'émission normalisée de l'enstatite avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d'ouverture $N = 1,5$. A gauche : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K. A droite : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K.

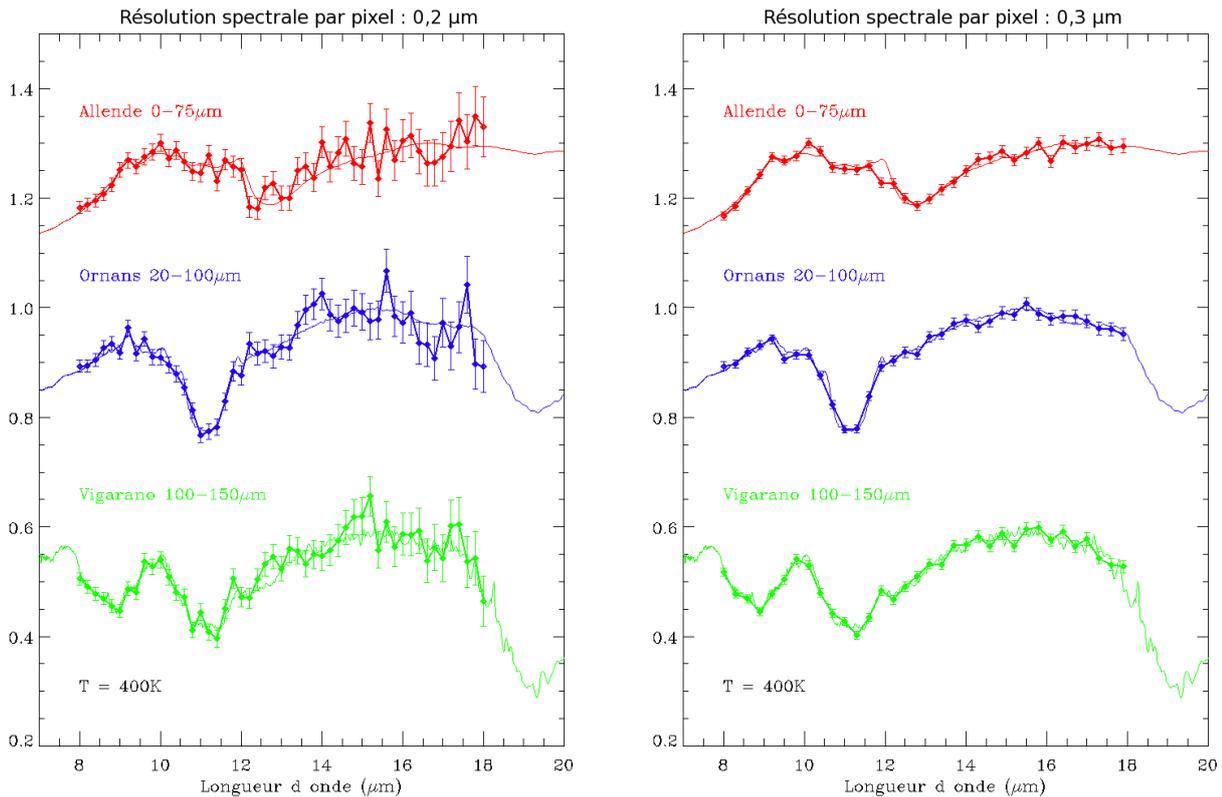


FIG. 4.15 – Simulation de mesures d’émission normalisée des météorites de Allende, Ornan et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d’ouverture $N = 1,5$. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K.

4.4.3 Pour un système optique d'ouverture $N = 2$

Pour un nombre d'ouverture $N = 2$, nous avons déjà vu que le rapport signal sur bruit est environ 4,3 fois plus petit que lors de nos mesures expérimentales. Comme précédemment, les spectres correspondants à la moyenne de 10 mesures simulées de spectres d'émission de l'enstatite avec un ensemble optique de rapport d'ouverture $N = 2$ et une résolution spectrale par pixel $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ ont été recalculés en prenant ce facteur en compte, puis tracés sur la figure 4.16.

Les résultats sont juste légèrement dégradés par rapport au cas précédent ($N = 1,5$) car on peut constater que les spectres simulés d'émission de l'enstatite sont encore exploitables pour une température de surface supérieure ou égale à $T = 400\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, et pour une température de surface supérieure ou égale à $T = 350\text{K}$ pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$.

Dans ce cas aussi, il faudra rester proche du midi local pour réaliser des spectres exploitables de la surface d'un astéroïde à une distance de 1 unité astronomique du soleil avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ si on choisi d'utiliser un système optique d'ouverture $N = 2$ associé à un détecteur *Nano640ETM* pour de la spectroscopie dispersive. Une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ serait encore une fois bien moins contraignante.

Pour les spectres d'émissivité des analogues météoritiques Allende, Vigarano et Ornanans, la figure 4.17 montre que les spectres simulés obtenus sont eux aussi exploitables pour une température de surface de 400 K et résolution spectrale $\Delta\lambda$ par pixel supérieure à $0,2 \mu\text{m}$.

Les performances en spectroscopie dispersive de notre module IRXCORE 640 sont très dégradées si il est associé à un système optique d'ouverture $N = 2$ plutôt qu'à un système optique d'ouverture $N = 0,86$.

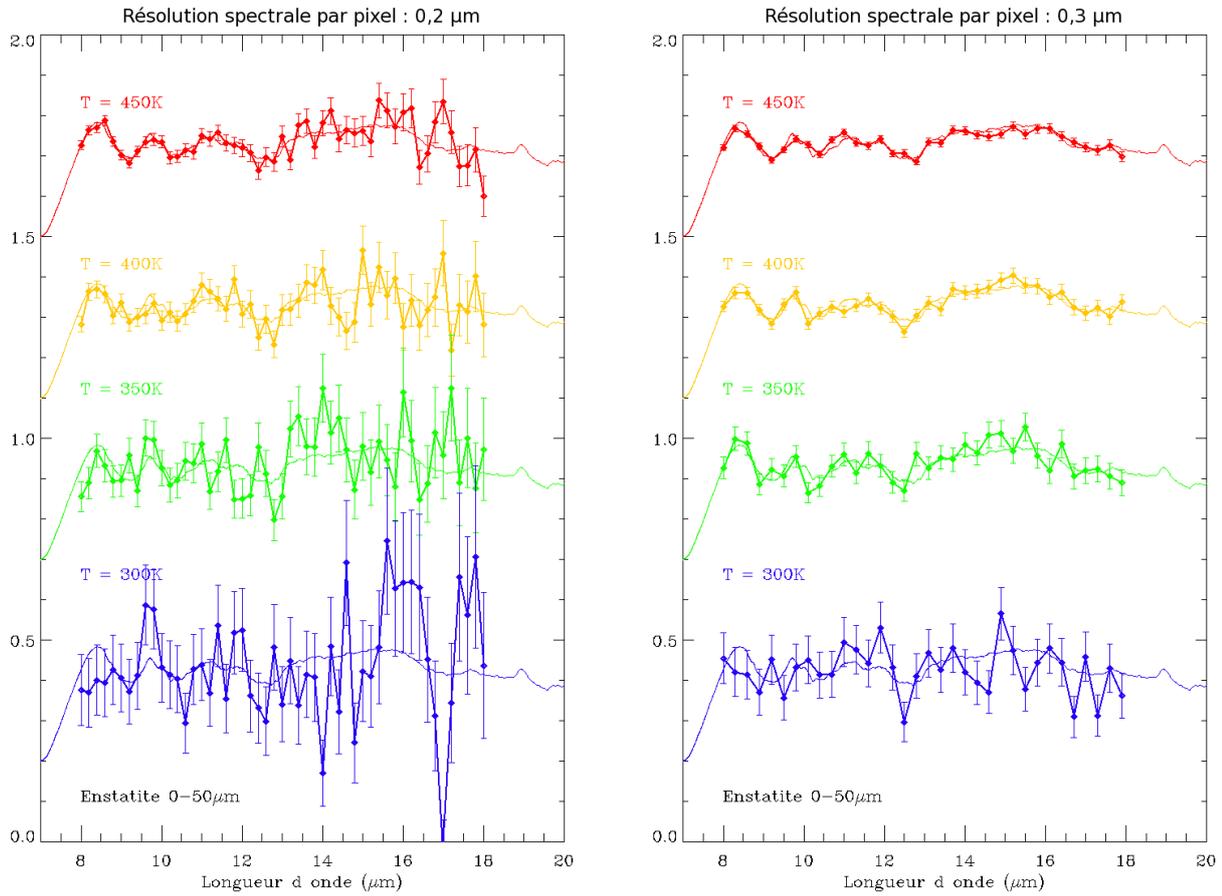


FIG. 4.16 – Simulation de mesures d’émission normalisée de l’enstatite avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d’ouverture $N = 2$. A gauche : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K. A droite : quatre courbes correspondant à un moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour quatre températures de scène différentes, 300, 350, 400, et 450 K.

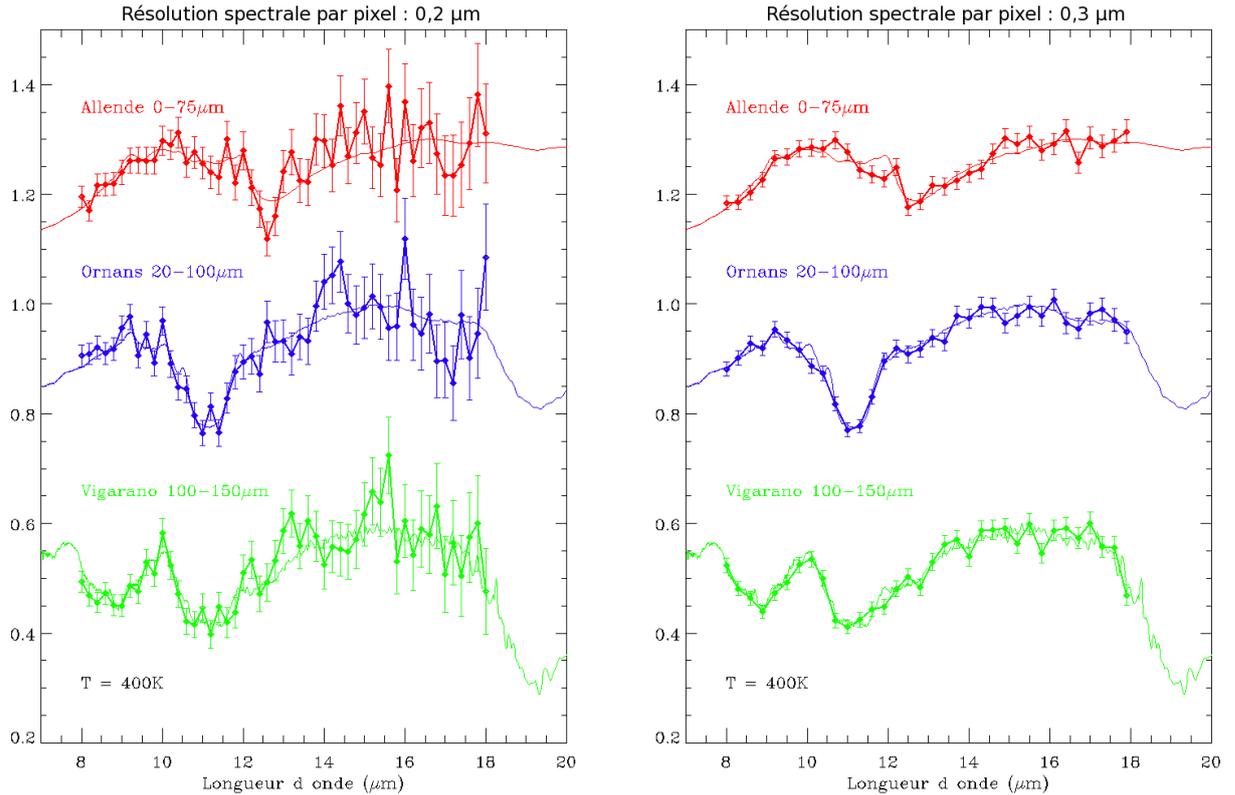


FIG. 4.17 – Simulation de mesures d’émission normalisée des météorites de Allende, Ornan et Vigarano, avec notre module IRXCORE 640 et un système optique d’ouverture $N = 2$. A gauche : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K. A droite : trois courbes correspondant à une moyenne de 10 mesures simulées pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de scène de 400 K.

Chapitre 5

Définition d'un concept instrumental pour la mission Marco Polo R

Sommaire

5.1	La mission Marco Polo R	128
5.2	Étude préliminaire	132
5.3	L'instrument THERMAP	151
5.4	Article SPIE (Brageot et al., 2012)	177

Ce chapitre correspond à l'application de l'utilisation des micro-bolomètres non-refroidis dans le cadre de la mission Marco Polo R (5.1), mission pour laquelle le LAM a été sélectionné pour une étude de faisabilité ESA d'un spectro-imageur infrarouge thermique, appelé THERMAP. Je présente ici ma contribution à cette étude de faisabilité (5.2 et 5.3), dont le document complet à mi-étude est disponible en annexe C.

5.1 La mission Marco Polo R

5.1.1 Présentation

La mission Marco Polo R a été sélectionnée le 25 février 2011 en tant que troisième candidate de classe moyenne (M3) dans le cadre du programme de l'Agence Spatiale Européenne "Cosmic Vision 2", pour une étude de faisabilité d'une durée de deux ans. La sélection de la mission finalement retenue parmi les cinq candidates actuelles sera effectuée par l'ESA en février 2014 en vue d'un lancement depuis la base spatiale de Kourou dans la fenêtre temporelle 2020-2022. Les missions de classe moyenne ont un coût plafonné à 470 millions €.

Marco Polo R est une mission de retour d'échantillon d'un astéroïde géocroiseur primitif. Dans ce but, elle doit entrer en orbite autour d'un astéroïde ayant peu évolué depuis la formation du système solaire, et le caractériser scientifiquement à plusieurs échelles spatiales et dans plusieurs domaines de longueurs d'ondes, puis elle doit y prélever un échantillon à l'aide d'un atterrisseur afin de le ramener sur Terre pour son étude en laboratoire. Contrairement aux météorites connues actuellement qui arrivent sur Terre après avoir subi une entrée mouvementée dans son atmosphère, l'échantillon de Marco Polo R arrivera peu ou pas altéré, et surtout son origine sera parfaitement identifiée.

En s'intéressant à un petit corps primitif du système solaire, la mission Marco Polo R apportera des informations inédites sur ces fragments témoins de la formation du système solaire. L'étude de ces échantillons issus d'un environnement géologique connu fournira aux scientifiques des indices précieux sur la composition chimique du disque proto-planétaire à partir duquel se sont formées les planètes que nous connaissons aujourd'hui. La présence ou non de molécules organiques complexes sur ces corps célestes permettra d'apporter des éléments de réponse à la question des origines de la vie.



FIG. 5.1 – Logo officiel de la mission Marco Polo R faisant partie du programme ESA "Cosmic Vision 2".

La cible actuelle de la mission Marco Polo R est l'astéroïde primitif 341843 (2008 EV5) dont le modèle de forme est visible sur la figure 5.2. Cette cible a été choisie pour plusieurs raisons d'ordres scientifiques et techniques.

D'un point de vue scientifique, les observations faites de ce géocroiseur ont montré qu'il s'agissait d'un astéroïde primitif dont l'albédo de l'ordre de 10 à 12 % est toutefois plus élevé que les autres cibles actuelles de mission de retour d'échantillon déjà sélectionnées (e.g. Hayabusa 2 pour la JAXA, OSIRIS-REx pour la NASA). Ses caractéristiques spectrales indiquent une altération probable par la présence d'eau, ce qui suggère un objet probablement primitif qui se serait formé dans une région riche en composés volatiles. Ce spectre est comparable à ceux de météorites de classe CI, connus pour être des objets très primitifs du système solaire.

D'un point de vue plus technique, l'orbite assez proche de la Terre de l'astéroïde 341843 (2008 EV5) permet à la mission d'avoir une durée relativement courte (environ 4 ans et demi pour l'aller-retour), ce qui en réduit les coûts.

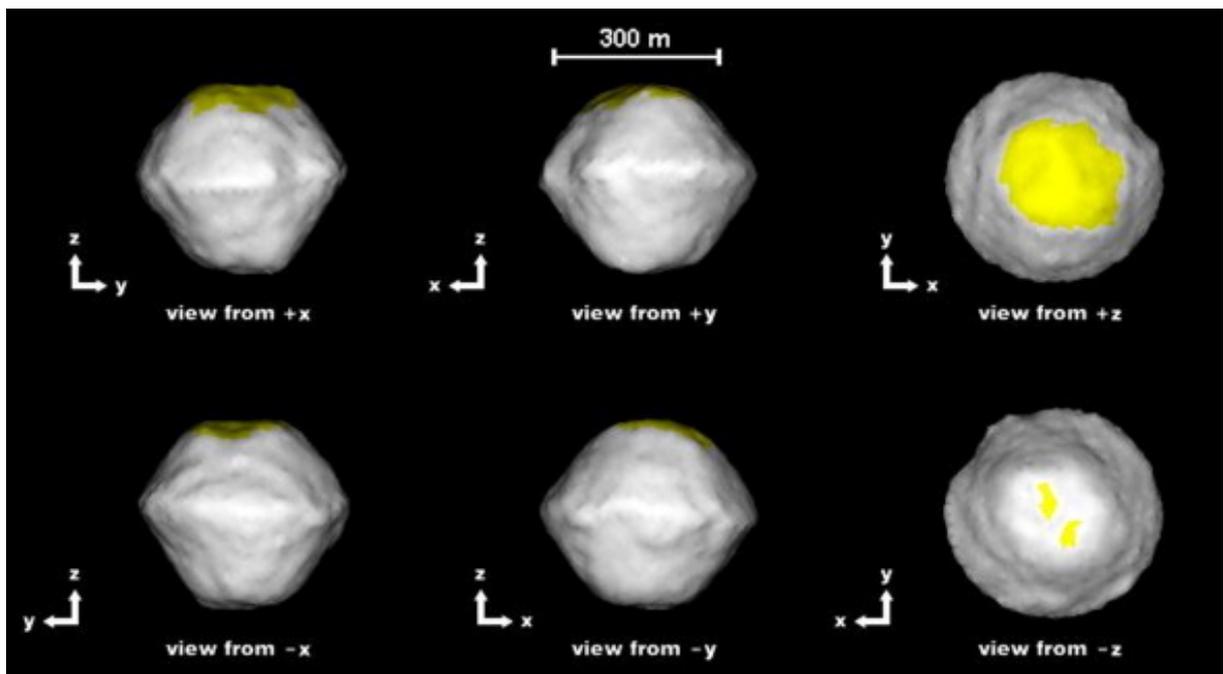


FIG. 5.2 – Modèle de forme de l'astéroïde 341843 (2008 EV5) obtenu grâce à des observations radar [13].

Pour finir, l'étude approfondie de ce géocroiseur nous renseignera sur le risque de collision à plus ou moins long terme que nous encourrons. La connaissance approfondie de l'orbite de ce type d'astéroïde est capitale pour la préparation d'une éventuelle mission de déviation afin de protéger de la Terre (mitigation).

5.1.2 Objectifs scientifiques et charge utile

La mission Marco Polo R sera chargée de répondre aux quatre grandes questions scientifiques suivantes :

- Quels sont les processus qui ont eu lieu dans le disque proto-planétaire du système solaire et qui ont accompagné la formation de ses planètes ?
- Quelles sont les propriétés physiques ainsi que l'évolution de ces fragments ayant formé des planètes telluriques ?
- Est-ce que les astéroïdes géocroiseurs de classes primitives contiennent des matériaux pré-solaires encore inconnus dans les échantillons de météorites collectés sur Terre ?
- Quelle est la nature et l'origine des matériaux organiques contenus dans les astéroïdes primitifs et que dévoilent-ils sur l'origine des molécules nécessaires à l'apparition de la vie ?

Ces grandes questions ont été déclinées en treize objectifs scientifiques :

- A. Caractériser l'environnement physique et chimique de la nébuleuse solaire.
- B. Définir les processus affectant le gaz et la poussière dans la nébuleuse solaire.
- C. Déterminer les échelles de temps des processus dans la nébuleuse solaire.
- D. Déterminer les propriétés physiques globales d'un astéroïde géocroiseur.
- E. Déterminer les processus physiques, et leur chronologie, qui ont sculpté la structure de surface d'un astéroïde géocroiseur.
- F. Caractériser les processus chimiques qui ont influencé la composition des astéroïdes géocroiseurs (e.g., eau, composés volatils).
- G. Lier la caractérisation orbitale et en laboratoire des météorites et de la poussière interplanétaire, et fournir un étalonnage des données astronomiques.
- H. Déterminer l'inventaire des grains interstellaires.
- I. Déterminer l'environnement stellaire dans lequel les grains se sont formés.
- J. Définir les processus interstellaires qui ont affecté les grains.
- K. Déterminer la diversité et la complexité des espèces organiques dans un astéroïde primitif.
- L. Comprendre l'origine des espèces organiques.
- M. Fournir des indications sur le rôle de la matière organique dans la formation de la Vie.

Tout ces objectifs pourront être remplis à l'aide de la cartographie selon plusieurs domaines de longueur d'onde de l'astéroïde, et de l'étude en laboratoire de l'échantillon prélevé à sa surface (cf. Fig. 5.3).

Dans ce but, la charge utile de la sonde comprend :

- une caméra visible basse résolution et grand angle d'ouverture WAC ("Wide Angle Camera", champ de $11,2^\circ$),
- une caméra visible haut contraste à angle d'ouverture plus réduit NAC ("Narrow Angle Camera", champ de $1,7^\circ$),

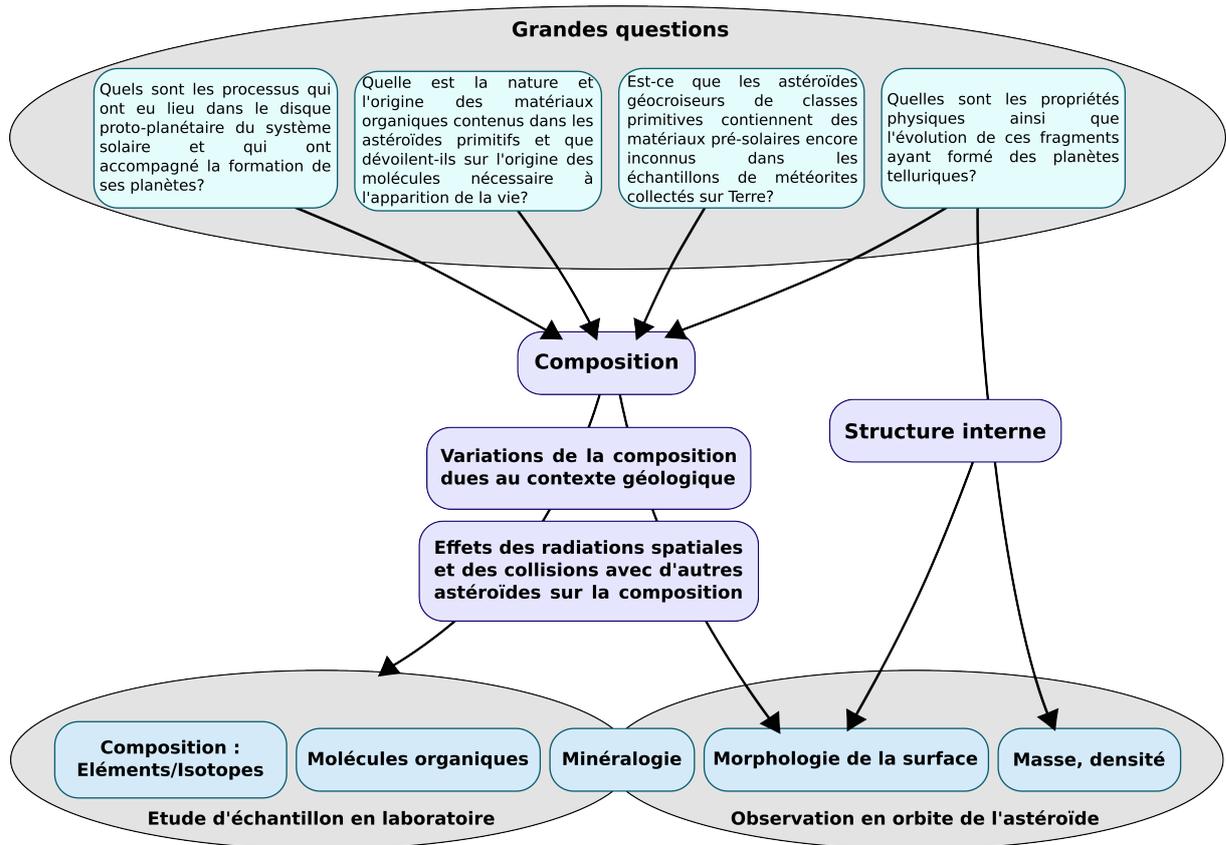


FIG. 5.3 – Schéma représentant les problématiques scientifiques de la mission Marco Polo R.

- une caméra visible très haute résolution spatiale ($<100 \mu\text{m}$) dédiée à la caractérisation locale du site de prélèvement CUC ("Close-Up Camera"),
- un altimètre laser destiné à dresser la carte topographique de l'astéroïde,
- un spectromètre visible-proche infrarouge VisNIR refroidi fonctionnant de $0,4$ à $3,3 \mu\text{m}$ pour cartographier et étudier la minéralogie de la surface de l'astéroïde dans cette gamme de longueurs d'onde,
- un analyseur de neutrons NPA ("Neutral Particle Analyser") dédié à la détection et à la caractérisation d'atomes neutres dans la gamme d'énergie allant de 1 eV à 1 keV ,
- un expérience de détection radio RSE ("Radio Science Experiment") dont le but est de déterminer la masse de l'astéroïde cible à une précision de l'ordre de 1% ,
- et un spectro-imageur infrarouge thermique ($8-16 \mu\text{m}$) utilisé pour effectuer des cartes de température et de composition de la surface de l'astéroïde cible.

5.1.3 Le spectro-imageur infrarouge thermique (8-16 μm)

La charge utile scientifique de Marco Polo R comporte un spectro-imageur infrarouge thermique qui nous intéresse tout particulièrement dans le cadre de cette thèse. Les objectifs scientifiques de cet instrument sont :

- effectuer une cartographie de la température de la surface de l'objet et étudier ses propriétés thermiques ;
- déterminer la composition de cette surface ;
- observer la distribution des régolithes ;
- quantifier l'influence de l'effet Yarkovsky.

L'étude de la surface de l'astéroïde correspondant aux objectifs du spectro-imageur infrarouge moyen permet de répondre essentiellement aux objectifs scientifiques D et E de la mission.

En effet, l'observation de l'évolution de la température en surface à l'aide de plusieurs cartes thermiques espacées dans le temps permet de déterminer son inertie thermique. Tandis que la spectroscopie de sa surface en fournit la composition en comparant les spectres d'émissivité relative obtenus à ceux déjà connus de météorites.

Les ressources disponibles allouées par l'ESA à cet instrument à bord de la sonde sont fondamentales pour dimensionner l'instrument. Le spectro-imageur infrarouge thermique devra être compact et léger car l'ESA lui impose une masse maximale de 5 kg pour des dimensions de l'ordre de $38 \times 34 \times 19 \text{ cm}^3$. L'instrument devra aussi consommer une puissance électrique moyenne très faible, inférieure ou égale à 10 W. Son volume de données devra être inférieur ou égal à 9 Gbit.

Comme nous allons le démontrer, ces contraintes sont parfaitement compatibles avec l'utilisation de la dernière génération de micro-bolomètres non-refroidis qualifiés pour le spatial sur lesquels nous allons baser notre concept instrumental.

5.2 Étude préliminaire

Cette étude a pour but d'analyser et de justifier tous les choix que nous avons faits pour la conception du spectro-imageur infrarouge thermique THERMAP, afin d'adopter le meilleur compromis instrumental au vu des objectifs scientifiques, et en utilisant la technologie des micro-bolomètres non-refroidis.

5.2.1 Spécifications techniques

Les spécifications techniques d'un projet d'instrument spatial correspondent aux critères que doit remplir cet instrument lors de son fonctionnement. Elles sont issues de la traduction des objectifs scientifiques de la mission en besoins techniques. Nous y ferons donc référence tout au long de cette étude préliminaire.

L'objectif principal de cette thèse étant de démontrer qu'il est possible d'utiliser les détecteurs micro-bolométriques non-refroidis dans le cadre d'une mission spatiale vers les petits corps du système solaire, il nous faut créer un concept instrumental pertinent en utilisant cette technologie dans le cadre de cette mission. L'intérêt de l'utilisation d'une

telle technologie à bord d'une mission spatiale est discuté dans les annexes de cette thèse (cf. Annexe A.4), après avoir présenté les différentes technologies de détecteurs dans le domaine infrarouge thermique.

Les spécifications techniques de la mission Marco Polo R pour son instrument infrarouge thermique précisent qu'il doit être capable de faire à la fois de l'imagerie et de la spectroscopie, tout en étant étalonné en température comme en longueur d'onde. Nous avons donc séparé notre étude en trois parties distinctes : l'imagerie, la spectroscopie, et l'étalonnage.

Dans le cahier des charges, les spécifications techniques pour le spectro-imageur thermique peuvent être résumées en quatre exigences :

- L'instrument devra pouvoir réaliser la cartographie thermique de l'astéroïde à des températures supérieures à 200 Kelvins avec une incertitude maximale sur la mesure de plus ou moins 5 Kelvins et si possible diminuer cette incertitude jusqu'à plus ou moins 1 Kelvin.
- L'instrument devra atteindre une résolution spectrale de l'ordre de $R = 200$ sur la bande spectrale allant de 8 à 16 μm afin de pouvoir identifier la composition minérale de la surface de l'astéroïde.
- L'instrument devra atteindre une résolution spatiale en imagerie et en spectroscopie de l'ordre de 10 mètres pour l'observation globale de l'astéroïde à 2 kilomètres d'altitude, et de l'ordre de 10 centimètres pour l'observation du site de prélèvement d'échantillons à 100 mètres d'altitude.
- Lors de l'observation globale, l'instrument devra pouvoir cartographier entièrement la surface visible de l'astéroïde plusieurs fois par rotation afin de pouvoir en déduire l'inertie thermique avec une erreur inférieure à 10%.

Ces exigences doivent être respectées tout en créant un instrument aussi léger (5 kg), compact ($38 \times 34 \times 19 \text{ cm}^3$), robuste et facile à intégrer que possible, le tout consommant peu d'énergie (10 W en moyenne) et ce pour un coût raisonnable.

5.2.2 Imagerie

5.2.2.1 Dimensionnement du système optique

Les paramètres principaux de dimensionnement d'un système optique sont sa focale, le diamètre de sa pupille d'entrée et son champ de vue (voir Fig. 5.4). En général, ces paramètres peuvent être directement calculés à partir des grandeurs données dans les spécifications techniques d'un instrument et des dimensions du détecteur idéal pour cette application.

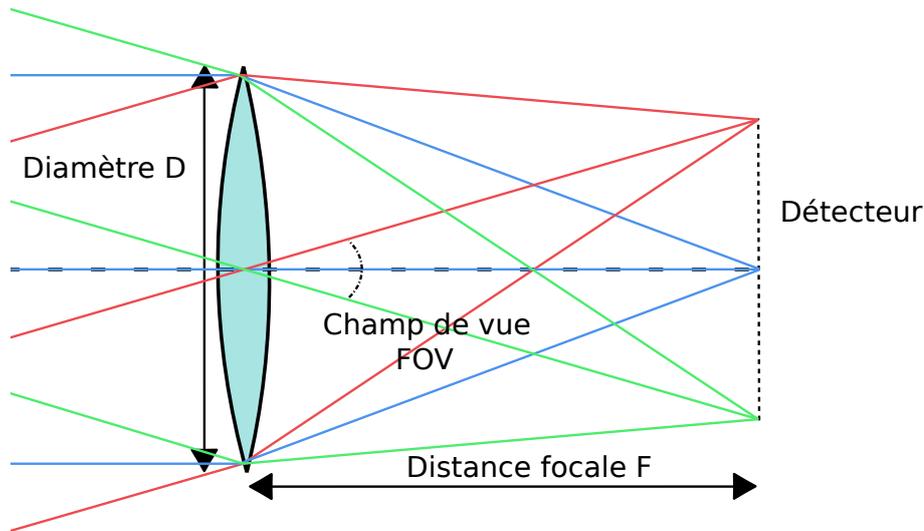


FIG. 5.4 – Les principaux paramètres d'un système optique : la focale F , le diamètre de sa pupille d'entrée D et son champ de vue FOV.

Focale du système :

D'après les spécifications, l'instrument doit atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 10 mètres à une distance d'observation de 2 kilomètres et de l'ordre de 10 centimètres à une distance d'observation de 100 mètres.

Pour obtenir une résolution spatiale de taille donnée, il faut que l'échantillonnage de l'image réalisé par les pixels du détecteur permette de distinguer les motifs de cette taille sur la surface de la cible. Ce n'est possible que si ces motifs peuvent être vus par au moins deux pixels (voir Fig. 5.5). C'est le principe énoncé par le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. En d'autres termes, il faut, lorsqu'on est à une distance d'observation de 2 km, que l'image étalée sur au moins deux pixels corresponde à une distance sur la surface de l'astéroïde de 10 mètres, et lorsqu'on est à une distance d'observation de 100 mètres, l'image étalée sur deux pixels corresponde à une distance sur la surface de l'astéroïde de 10 centimètres.

Sachant que chaque pixel de la matrice du détecteur fait 25 μm de côté, on peut maintenant calculer la focale de notre système optique grâce à une simple règle de trois :

$$F \geq 2 * \text{taille}_{\text{pixel}} * \frac{\text{distance}_{\text{observation}}}{\text{Résolution}} \quad (5.1)$$

En mode d'observation globale, on obtient donc : $F \geq 10$ mm, tandis qu'en mode d'observation locale, on obtient : $F \geq 50$ mm.

Nous choisissons donc une focale F de 50 mm pour notre système optique, assez grande pour atteindre une résolution spatiale de 2 mètres pour l'observation globale et de 10 centimètres pour l'observation locale de l'astéroïde, et assez petite pour obtenir un instrument compact (cf. contrainte de volume ESA : $38 \times 34 \times 19$ cm^3).

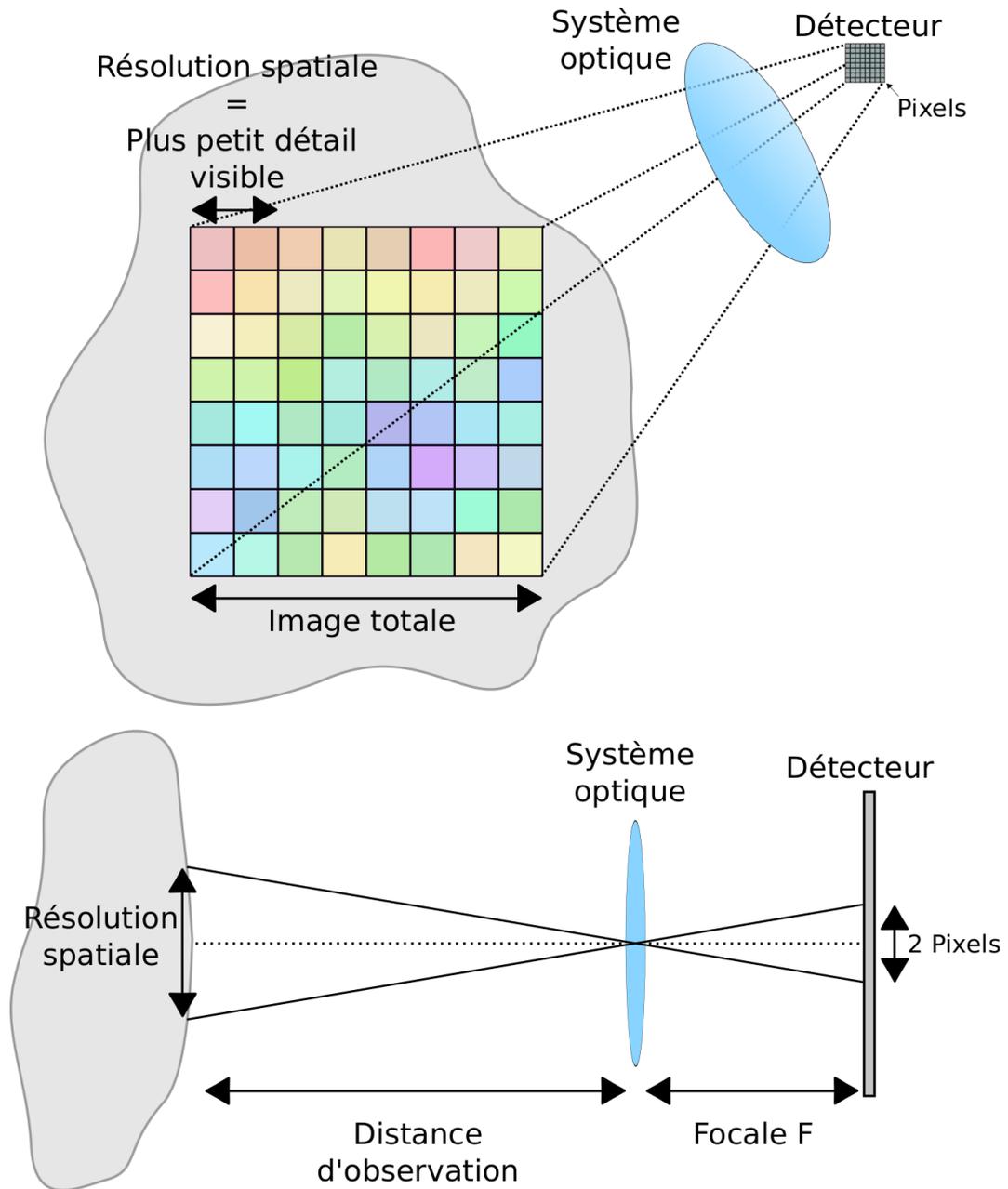


FIG. 5.5 – Schéma illustrant le principe de résolution spatiale associée au théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon.

Diamètre de la pupille d'entrée du système :

Un système optique idéal n'est limité que par le phénomène de diffraction. Or, celui-ci ne peut être évité car il est inhérent à la nature ondulatoire de la lumière. L'image d'un point n'est alors plus un point mais une tache lumineuse. C'est la raison pour laquelle, les systèmes optiques sont en général optimisés pour que les défauts de l'image causés par leurs aberrations optiques soient de l'ordre de, ou si possible plus petits que, cette tache image limite imposée par la diffraction.

Dans le cas d'une pupille d'entrée circulaire, la diffraction se manifeste par une tache image circulaire appelée tache d'Airy, dont le diamètre dépend du diamètre D de la pupille d'entrée, de la focale F du système, et de la longueur d'onde λ de la source de lumière selon la formule suivante :

$$D_{Airy} = 2 * 1.22 * \lambda * \frac{F}{D} \quad (5.2)$$

Obtenir un système limité par la diffraction impose des contraintes à la fois sur les dimensions du détecteur utilisé et sur les dimensions du système optique. En effet, d'après le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon que nous avons déjà vu lors du calcul de la focale, pour que le détecteur soit capable de résoudre la tache d'Airy, il faut que celle-ci fasse au moins la taille de deux pixels. Mais d'un point de vue pratique, il est inutile que cette tache image couvre plus de deux pixels car cela diminue la résolution spatiale de l'image en n'apportant pas d'information supplémentaire.

Notre détecteur a des pixels d'une taille de 25 μm de côté. Le diamètre de la tache d'Airy doit donc avoir une dimension de 50 μm dans le cas idéal. La longueur d'onde moyenne de l'instrument étant de 10 μm (e.g. température de surface de 300 K), nous déduisons la valeur du rapport sans dimension $F/D \approx 2$ du système optique, aussi appelé nombre d'ouverture N .

Plus le nombre d'ouverture d'un système optique est faible, plus le système est ouvert, et s'il est inférieur à 1, l'expérience montre que ce système sera difficile à réaliser lors de son assemblage. Mais choisir d'augmenter ce nombre d'ouverture pour faciliter la réalisation du système, pour une taille de pixel fixée, diminuera à la fois le flux reçu par le détecteur et la résolution spatiale de l'image car la tache d'Airy occupera alors plus de deux pixels.

Nous choisissons donc un nombre d'ouverture N égal à 2, ce qui correspond à un diamètre D de pupille d'entrée de 25 mm.

Champ de vue du système :

Le champ de vue du système, ou Field Of View (FOV) en anglais, correspond à l'angle total vu par le système, il est imposé par les dimensions du détecteur et la focale F du système (voir Fig. 5.4). Chaque pixel du détecteur a lui aussi son propre champ de vue, que l'on appelle alors champ de vue instantané (iFOV).

$$iFOV = 2 \arctan\left(\frac{\text{taille}_{\text{pixel}}}{2F}\right) \quad (5.3)$$

$$FOV = 2 \arctan\left(\frac{\text{taille}_{\text{pixel}} * \text{nombre}_{\text{pixel}}}{2F}\right) \quad (5.4)$$

La focale, la taille du bord de chaque pixel et le nombre de pixels sur le bord du détecteur étant connus (640×480 pixels), nous pouvons calculer la valeur du champ de vue instantané : $iFOV = 500 \mu\text{rad}$ soit 1,7 minutes d'arc, et du champ de vue total : $FOV = 320 \times 240 \text{ mrad}$ soit $18,3 \times 13,8^\circ$.

D'après les spécifications techniques, lors de son observation globale, l'astéroïde doit être entièrement cartographié. L'astéroïde cible principale de la mission MarcoPolo-R, 341843 (2008 EV5), a un diamètre estimé à 450 mètres [12]. Avec ce champ de vue, l'image de l'astéroïde 341843 (2008 EV5) couvrira totalement le détecteur à une distance de 1,8 km.

Nous savons d'ores et déjà que la caméra grand angle WAC chargée de cartographier l'astéroïde dans le domaine du visible a un champ de vue d'environ $11 \times 11^\circ$. L'orbite de la sonde Marco Polo R sera donc étudiée pour lui permettre de balayer toute la surface de l'objet. Le champ de vue total de $18,3 \times 13,8^\circ$ donné par le détecteur micro-bolométrique non-refroidi sera donc suffisant pour cette application.

5.2.2.2 Solution réflective ou réfractive ?

Après avoir déterminé les paramètres principaux d'un système optique, l'étape suivante consiste à déterminer si l'on va se diriger vers une solution réflective ou réfractive. Pour cela, la meilleure démarche consiste à effectuer une étude comparative des avantages et inconvénients de chaque solution dans le contexte de l'instrument à réaliser.

Contexte :

Nous souhaitons réaliser un spectro-imageur infrarouge thermique. Du point de vue instrumental, travailler dans l'infrarouge thermique signifie que les surfaces optiques seront moins contraintes que si l'on voulait travailler dans le visible, car on se place dans un domaine de longueurs d'onde plus grandes. C'est donc un avantage pour la réalisation aussi bien de lentilles que de miroirs.

Cependant, nous avons aussi vu lors du calcul du diamètre de la pupille d'entrée du système, que ces longueurs d'onde nous imposent un système optique très ouvert afin de pouvoir être limité par la diffraction. On parle alors d'optique grand angle car la focale est assez longue par rapport au diamètre de la pupille d'entrée. Pour un diamètre assez faible (25 mm) comme dans notre cas, il est plus courant pour un objectif grand angle d'utiliser une solution réfractive avec des lentilles (e.g. objectifs photographiques).

La solution réfractive :

Cette solution n'est envisageable que pour des diamètres inférieurs au mètre pour des raisons de facilité de fabrication. Ses deux principaux avantages sont la compacité, assez facilement obtenue en combinant plusieurs lentilles entre elles, et la relative simplicité de son assemblage et de sa conception, car toutes les lentilles du système sont alignées sur un même axe optique et admettent un faible écart par rapport à celui-ci sans dégrader irrémédiablement la qualité de l'image.

Par contre, contrairement aux miroirs, les lentilles ont pour défaut d'introduire ce que l'on appelle le chromatisme dans le système optique. Le chromatisme est une aberration optique issue de la variation de l'indice optique du milieu qui compose la lentille avec la longueur d'onde. En fonction de leur couleur, les ondes ont donc un trajet équivalent légèrement différent, ce qui déplace alors le point focal de la lentille en fonction de la longueur d'onde comme illustré sur la figure 5.6. Cette aberration peut être minimisée mais ne peut pas être éliminée complètement.

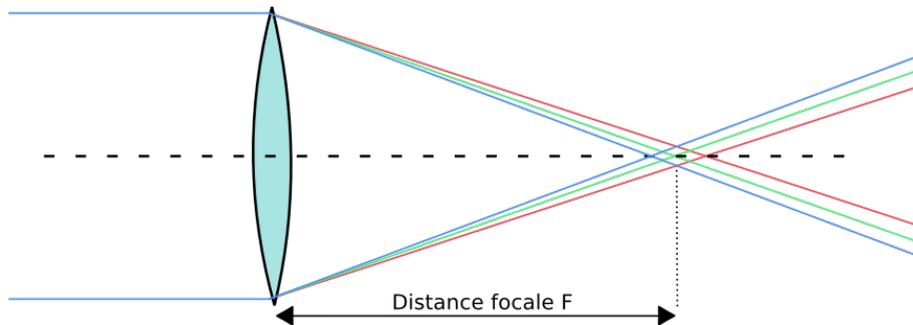


FIG. 5.6 – Exemple de l'effet du chromatisme d'une lentille sur sa distance focale en fonction de différentes longueurs d'ondes.

De plus, comme nous l'avions déjà vu pour le germanium lors de nos expériences (cf. Fig. 2.13), la transmission des lentilles doit être améliorée à l'aide d'un traitement de surface afin d'atteindre des valeurs de l'ordre de 95%. Mais une partie du signal peut tout de même être absorbée par les lentilles et les réchauffer, ce qui ajoute alors au bruit ambiant vu par le détecteur et change aussi le coefficient optique des lentilles [32]. Les variations de température des lentilles peuvent donc dérégler le système optique et ainsi dégrader la qualité image.

Le problème de la différence de comportement thermique entre les lentilles et leur support est non négligeable. En effet, les lentilles infrarouges sont généralement réalisées dans des matériaux chers et fragiles comme le germanium, dont l'expansion thermique est très différente de celle d'un support classique en aluminium par exemple. Or, lors d'une mission spatiale, il n'est pas rare que les instruments soient soumis à des cyclages thermiques plus ou moins importants. Les variations de température de l'ensemble entraînent donc des contraintes mécaniques qu'il faut minimiser afin de ne pas endommager les lentilles. Cela est possible en adaptant le matériau du support des lentilles à celui de ces dernières afin d'obtenir dans les deux cas des coefficients d'expansion thermique compatibles.

Utiliser un système optique réfractif suppose donc de le stabiliser soigneusement en température afin de ne pas modifier ses caractéristiques et de ne pas l'endommager.

La solution réfléchive :

La seconde solution possible est d'utiliser des miroirs pour réaliser le système optique, ce qui présente des avantages multiples.

Pour des miroirs classiques réalisés par exemple en aluminium, il n'y a pas ou très peu d'absorption du signal car même sans traitement de surface, la réflectivité d'un tel miroir atteint environ 96% dans le domaine infrarouge thermique. Cette valeur peut être améliorée jusqu'à plus de 99% en appliquant une couche d'or pur sur le miroir. Sans oublier que les miroirs ne sont pas sujets au chromatisme.

De plus, utiliser le même matériau pour la réalisation du système optique et de sa monture ouvre la possibilité d'usiner l'ensemble en bloc [36], et de s'affranchir ainsi de nombreuses contraintes, à la fois mécaniques, d'alignement et de compatibilité des coefficients thermiques, tout en simplifiant le montage. Un tel ensemble optique se comporterait aussi beaucoup mieux lors de changements de température, car en se déformant de façon homothétique, ses qualités optiques seraient conservées.

Mais pour obtenir un ensemble optique compact à l'aide de miroirs, il faut soit recourir à une obscuration centrale pour un système centré sur l'axe optique, soit réaliser des montages hors axe (cf. Fig. 5.7). Or, si un système centré sur l'axe optique est beaucoup plus simple à réaliser grâce à sa symétrie de révolution, on doit y sacrifier une partie du flux incident, et la figure de diffraction présente des aigrettes provoquées par le support du miroir secondaire, l'araignée.

Les spécifications de la mission Marco Polo R nous imposent de pouvoir réaliser une cartographie thermique de l'astéroïde à partir de températures de surface supérieures ou égales à 200 K. Cette température limite correspond à un flux lumineux cinq fois plus faible que celui d'une cible de 300 K pour laquelle est optimisé le détecteur microbolométrique. Il faut donc éviter autant que possible de limiter le flux lumineux arrivant jusqu'au détecteur.

Un système réfléchive hors axe serait donc préférable, bien qu'en pratique cela complique l'alignement des optiques. Ce désavantage est tout de même compensé par la possibilité de réaliser cet alignement à l'aide de lumière visible, ce qui n'est pas possible avec des lentilles infrarouges.

Conclusion :

Les principaux avantages et inconvénients de l'utilisation de lentilles infrarouges par rapport aux miroirs dans le cadre de notre application sont résumés dans le tableau 5.1. J'ai choisi d'utiliser un système optique réfléchive principalement pour bénéficier de l'absence de chromatisme, qui serait potentiellement très ennuyeux pour nous au vu de la grande gamme de longueurs d'onde que l'on se propose d'observer.

Parmi les nombreuses solutions réfléchives possibles, nous avons choisi un système à trois miroirs afin de pouvoir bien corriger les quatre principales aberrations optiques (aberration sphérique, coma, astigmatisme et courbure de champ) et garder quelques degrés de liberté pour minimiser la taille du système final [50].

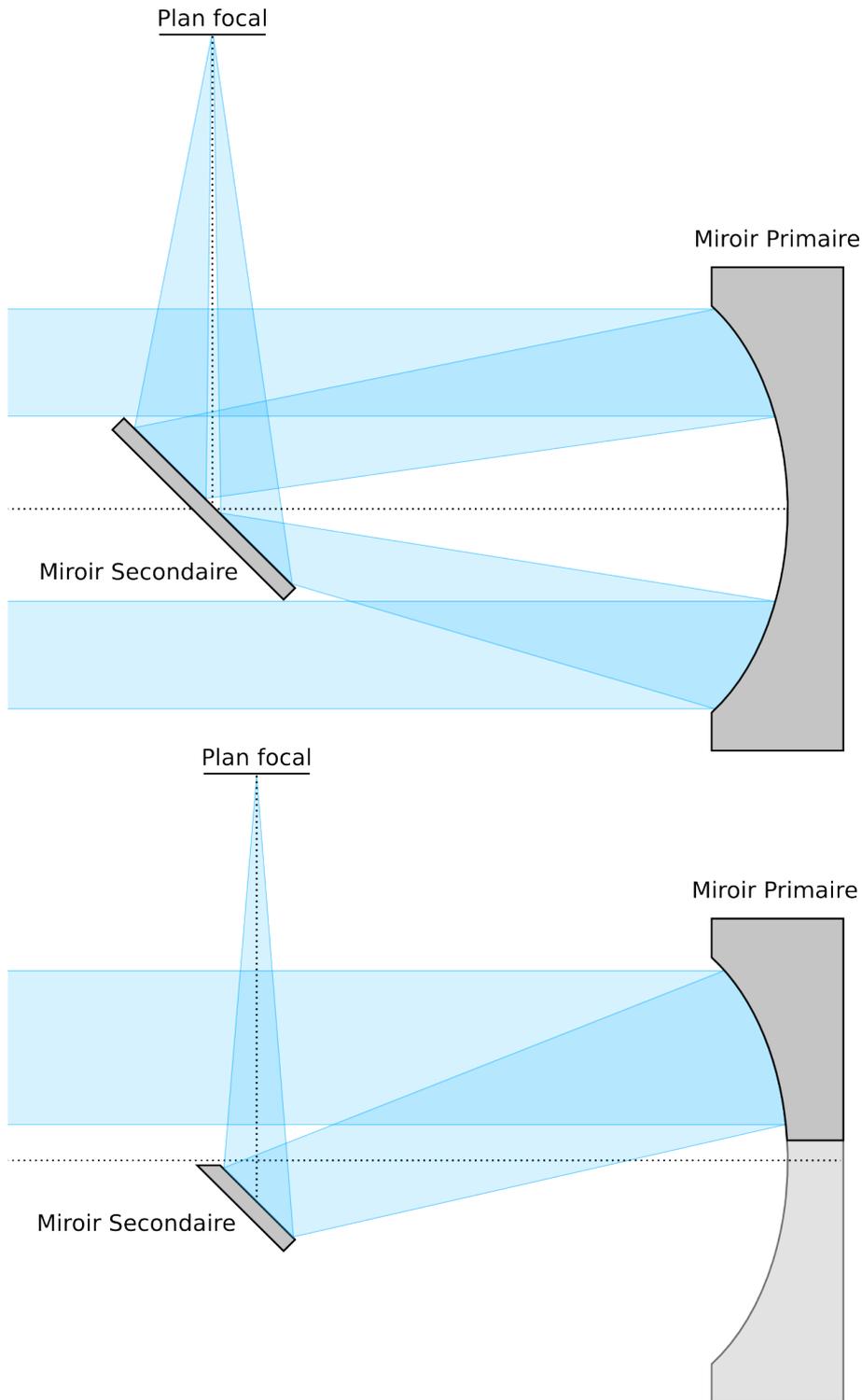


FIG. 5.7 – Exemples de télescopes de Newton sur l'axe et hors axe. L'axe optique est représenté en pointillés. En haut : télescope de Newton classique, centré sur l'axe optique, avec une obscuration centrale provoquée par le miroir secondaire. En bas : télescope de Newton hors axe, ici le miroir primaire est dit hors axe car on ne l'utilise plus de façon symétrique par rapport à l'axe optique.

	Lentilles infrarouges	Miroirs
Compacité	+	-
Aberrations optiques : - Chromatisme	-	+
Assemblage, Tests et Intégration : - Réglage de l'axe optique - Tests d'alignement dans le visible - Assemblage	+ - +	- + +
Comportement thermo-mécanique : - Thermique : dilatation - Thermique : conduction - Thermique : stabilité optique - Mécanique : chocs	- - - -	+ + + +

TAB. 5.1 – Comparaison des avantages et des inconvénients de l'utilisation de lentilles infrarouges par rapport à l'utilisation de miroirs.

A retenir - Notre choix final pour le canal imagerie de THERMAP est un système optique de type Trois Miroirs Anastigmatique (TMA) hors axe, qui nous permet de corriger les quatre principales aberrations optiques à l'aide de trois miroirs sans obscuration centrale.

Les détails de la mise en œuvre de ce choix seront présentés lors de la modélisation optique de l'instrument THERMAP, dans la section 5.3.

5.2.3 Spectroscopie

Il existe de nombreuses techniques permettant d'effectuer des mesures de spectroscopie. On peut choisir de décomposer la lumière à l'aide d'un prisme, de filtres à bande spectrale étroite, d'un réseau de diffraction, ou alors utiliser un des deux principaux types d'interféromètres connus actuellement, l'interféromètre de Fabry-Perot ou l'interféromètre de Michelson.

Parmi toutes ces techniques, seule l'utilisation d'un interféromètre permet d'atteindre des résolutions spectrales très élevées pouvant aller jusqu'à un ordre de grandeur de 10^6 (c.f. Tab. 5.2).

Nous avons vu lors de l'étude des performances du détecteur micro-bolométrique non-refroidis en vue de mesure spectroscopiques (c.f. section 4.3), qu'il suffisait d'une résolution spectrale de $0,2 \mu\text{m}$ ou $0,3 \mu\text{m}$ pour caractériser les minéraux de surface d'un petit corps du système solaire interne (e.g. Enstatite) [75]. Une telle résolution spectrale peut être atteinte à l'aide de prismes, de filtres ou de réseaux dispersifs, tous de mise en œuvre beaucoup plus simple qu'un interféromètre.

	Prisme	Filtres	Réseau	Interféromètre
Résolution spectrale (0,2-0,3 μm)	+	+	+	+
Atténuation du flux	-	-	-	+
Traitement des données	+	+	+	-

TAB. 5.2 – Comparaison des avantages et des inconvénients de l'utilisation de différentes techniques de mesures spectroscopiques dans le cadre d'un instrument spatial pour l'observation des petits corps du système solaire.

L'utilisation de filtres pour sélectionner plusieurs bandes de longueurs d'onde d'intérêt pour un instrument destiné à une mission spatiale pose un problème pratique majeur : soit il faut installer une roue à filtres sur le chemin optique pour passer d'une bande à l'autre, ce qui ajoute un système mécanique potentiellement fragile et volumineux à l'instrument ; soit il faut déposer les filtres directement par bandes successives sur un détecteur à deux dimensions comme pour l'instrument THEMIS de la mission *Mars 2001 Odyssey* [20], ce qui suppose que l'image de l'objet observé devra défiler perpendiculairement aux bandes de filtres déposées sur le détecteur afin d'en réaliser le spectre complet, ce qui n'est possible que si on connaît l'orbite de l'objet en question et donc pas pour l'étude de petits corps du système solaire (e.g. pushbroom, voir Introduction). Je ne retiendrai donc pas cette solution, ses deux implémentations possibles étant trop contraignantes pour une mission vers un petit corps du système solaire.

Les prismes dispersifs utilisent leur chromatisme à leur avantage, mais ne sont pas exempt des problèmes de stabilisation thermique dont nous avons parlé lors du choix d'un système optique réfléchissant plutôt que réfractif. De plus, afin d'obtenir une dispersion plus importante dans le domaine infrarouge thermique, il faudrait recourir au séléniure de zinc (ZnSe) qui est un matériau toxique. Je ne retiendrai donc pas cette solution non plus.

Il existe deux types de réseaux dispersifs : les réseaux en transmission, et les réseaux en réflexion. Pour les mêmes raisons que celles qui m'ont poussée à privilégier un système optique réfléchissant, il semble plus logique de s'intéresser de plus près aux réseaux en réflexion.

A ce stade de l'analyse, il reste deux choix possibles : utiliser un interféromètre ou un réseau réfléchissant. Nous allons étudier ces deux solutions plus en détails.

5.2.3.1 Option 1 : Interféromètre

Le principe de base d'un interféromètre consiste à séparer en plusieurs composantes un même faisceau lumineux source, puis à le recombinaison après avoir fait parcourir un chemin optique légèrement différent à ses différentes composantes. Chaque point de mesure de l'interférogramme est obtenu pour une différence de marche différente. Dans le cas classique de l'interféromètre de Michelson, la différence de marche est réglable grâce au mouvement d'un des miroirs de l'ensemble optique. Cependant, pour un instrument spatial, il faut éviter autant que possible d'utiliser des mécanismes car ils pourraient se bloquer ou se briser lors de sa mise en orbite.

Une solution prometteuse pour faire varier cette différence de marche sans aucune pièce mobile a été proposée pour le spectro-imageur à transformée de Fourier statique ALISEO (Aerospace Leap-frog Imaging Stationary Interferometer for Earth Observation) [3]. Comme illustré sur son schéma de principe figure 5.8, ce spectro-imageur introduit une différence de marche linéaire dans le champ grâce à son séparateur de faisceau.

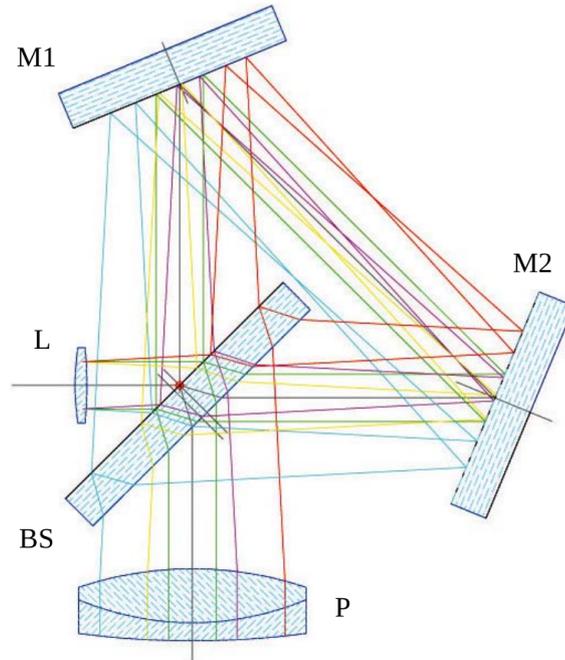


FIG. 5.8 – Schéma de principe de l'instrument ALISEO [3]. Le faisceau entrant est focalisé par l'objectif L puis séparé en deux par le séparateur de faisceau BS. Il parcourt alors un trajet triangulaire entre les miroirs M1 et M2 avant d'être refocalisé sur le détecteur grâce à la lentille de la camera P.

Ce système ne nécessite pas de fente d'entrée et bénéficie donc d'un flux important, ce qui améliore le rapport signal sur bruit de la mesure finale. Il permet ainsi d'effectuer des mesures grand champ et surtout, il permet de superposer imagerie et spectroscopie sur une seule et même image (voir Fig. 5.9).

La figure d'interférence étant fixe par rapport au champ de vue, il faut que l'instrument se déplace au dessus de la cible pour qu'elle parcoure toute l'image, ce qui permet de l'observer avec différents retards de phase et de reconstruire ainsi son interférogramme complet. L'acquisition d'un spectre n'a donc pas lieu en une seule mesure mais sur une séquence entière d'images consécutives obtenues en maintenant un mouvement relatif uniforme entre la cible et l'instrument de mesure.

Ce principe de spectro-imageur à transformée de Fourier statique a été repris et adapté au domaine infrarouge thermique pour la proposition instrumentale de la mission Marco Polo, antérieure à la mission Marco Polo R [59], mais répondant aux mêmes spécifications techniques. L'héritage de la mission Marco Polo explique pourquoi la spécification de résolution en spectroscopie de la mission Marco Polo R est aussi élevée (i.e. $R=200$, c'est-

à-dire $\Delta\lambda=0,05 \mu\text{m}$ pour $\lambda=10 \mu\text{m}$) par rapport à son besoin scientifique (i.e. $\Delta\lambda=0,2$ ou $0,3 \mu\text{m}$, c.f. section 4.3). Le domaine et la résolution spectrale d'un tel instrument sont principalement limités par son détecteur.

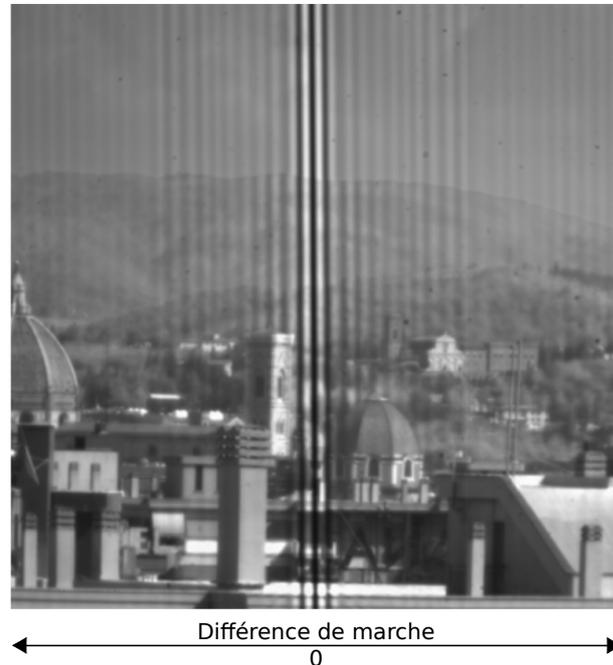


FIG. 5.9 – Image du paysage autour de la ville de Florence (Italie) par le spectro-imageur ALISEO [3]. La lumière naturelle étant peu cohérente, les franges d'interférences sont visibles autour de la différence de marche nulle.

Cet instrument très prometteur a pourtant un désavantage non négligeable. Il suppose que soit le vaisseau est en orbite de type "pushbroom" autour de l'astéroïde cible, soit l'instrument lui-même doit simuler ce mouvement à l'aide d'un miroir mobile à son entrée. Or ce type d'orbite n'est pas envisageable pour un petit corps du système solaire interne dont on ne connaît pas les paramètres de rotation. Il faut donc ajouter un mécanisme de balayage ("scan mirror") supplémentaire à l'instrument.

Nous savons déjà que, quel que soit le type d'instrument choisi, son étalonnage nécessitera l'usage d'un miroir mobile lui permettant de viser alternativement les sources de référence et la cible (cf. section 5.2.4). Il faut donc combiner ce miroir d'étalonnage et le miroir de balayage. Mais cela revient à créer un miroir rotatif selon deux axes, un système à la fois complexe et de faible niveau de maturité technologique.

La qualité et l'élégance de ce spectro-imageur à transformée de Fourier statique est donc à mettre en balance avec sa complexité mécanique.

5.2.3.2 Option 2 : Réseau réflectif

Les spectromètres de type relai de Offner présentent de nombreux avantages [66] :

- Ils sont entièrement réflectifs, car il n'utilisent que deux miroirs et un réseau réflectif, et sont ainsi bien adaptés au domaine de l'infrarouge thermique.

- Ils corrigent les quatre principales aberrations optiques (aberration sphérique, coma, astigmatisme, et courbure de champ).
- Ils sont très compacts, et admettent un nombre d’ouverture supérieur ou égal à 2.
- Ils peuvent atteindre de très faibles niveaux de distorsion spatiale et spectrale, pour une bonne uniformité de l’image.
- Ils n’ont pas de contraintes de montage particulières.
- Ils n’utilisent que des miroir sphériques centrés sur l’axe optique.

Cependant le principal désavantage de ce type de spectromètre correspond au rapport signal sur bruit que peuvent atteindre ses mesures. En effet, une fente doit être placée à l’entrée du spectromètre pour conserver la cohérence spatiale du signal. Cela a pour effet de diminuer une première fois le flux disponible pour le détecteur. De plus, la dispersion spectrale de ce flux sur le détecteur diminue encore le signal reçu par pixel. Le rapport signal sur bruit dépend donc entre autres de la résolution spectrale du spectromètre.

Avec un spectromètre dispersif, nous avons vu que les objectifs scientifiques en spectroscopie infrarouge de la mission Marco Polo R sont remplis avec un rapport signal sur bruit satisfaisant pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ pour une température de surface supérieure ou égale à 400 K ou pour une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de surface supérieure ou égale à 350 K (cf. section 4.4.3). Mais pour obtenir un instrument aussi compact que possible, on peut se demander si ce rapport signal sur bruit est suffisant pour reconstruire une image à partir de ses spectres et ainsi s’affranchir du canal d’imagerie. J’ai donc repris les résultats obtenus sur le rapport signal sur bruit déjà utilisés pour simuler les spectres avec un système optique ouvert à $N=2$ pour une moyenne de 10 mesures pour les résolutions spectrales $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 5.10 et 5.11).

Pour les résolutions $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$, nous pouvons voir que tous les pixels servant à reconstruire une image correspondant à une température de surface du petit corps de 200 K ont un très mauvais rapport signal sur bruit, inférieur ou égal à la limite théorique de détection du signal $\text{SNR} = 3$. Cela correspond bien aux résultats que nous avons obtenus sur les spectres simulés section 4.4.3, qui pour ces résolutions n’étaient exploitables qu’à partir de températures de surface supérieures à 350 K en effectuant la moyenne de 10 mesures.

Par ailleurs, lors de la mesure du NETD de notre détecteur infrarouge *Nano640ETM* en mode imagerie (cf. Fig. 2.41), nous avons obtenu une valeur de NETD théorique inférieur à 900 mK pour une température de scène de 200 K en utilisant un système optique de rapport d’ouverture $N = 2$. Le spectre mesuré allant de 8 à 16 μm pour une résolution $\Delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$, on doit utiliser 40 pixels pour le mesurer. Un pixel image reconstruit à partir de l’addition du signal de ces 40 pixels verrait donc s’accumuler 40 fois le bruit auquel est équivalent le NETD. Dans ces conditions, il ne sera pas possible de reconstruire une image de la cible à la température de 200 K à partir des spectres avec un NETD inférieur à 5 K. De plus, de telles images correspondraient à reconstruire systématiquement l’image prise par la fente d’entrée du spectromètre, ce qui nous obligerait, pour pouvoir cartographier l’ensemble de la surface de l’astéroïde, à utiliser une orbite de type "pushbroom" ou à recourir à un miroir supplémentaire pour s’assurer de balayer toute la surface de l’objet, retombant ainsi dans les travers de l’interférométrie.

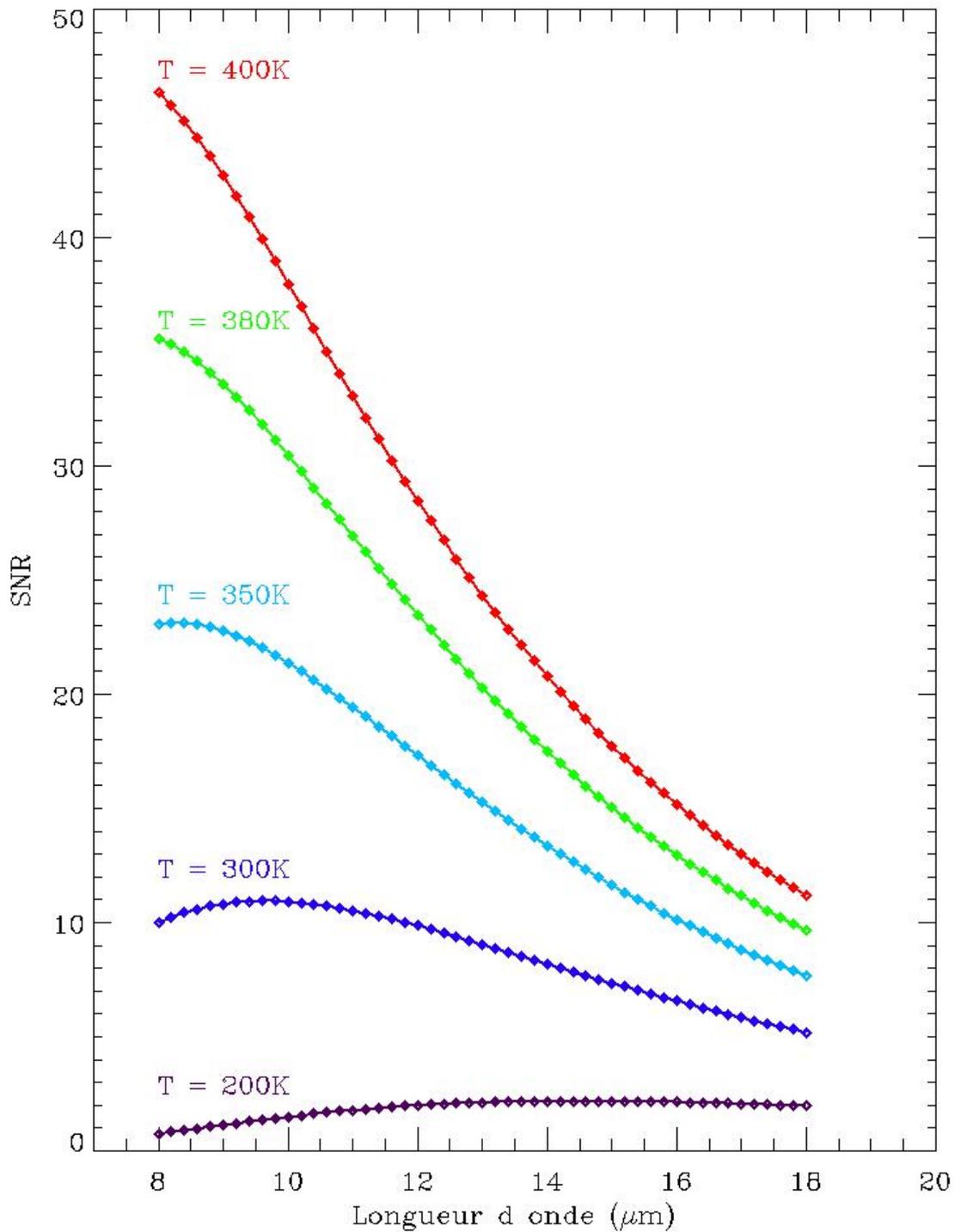


FIG. 5.10 – Rapport signal sur bruit en fonction de la longueur d'onde obtenu pour des mesures en spectroscopie dispersive avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,2$ avec un système optique ouvert à $N=2$ pour une moyenne de 10 mesures.

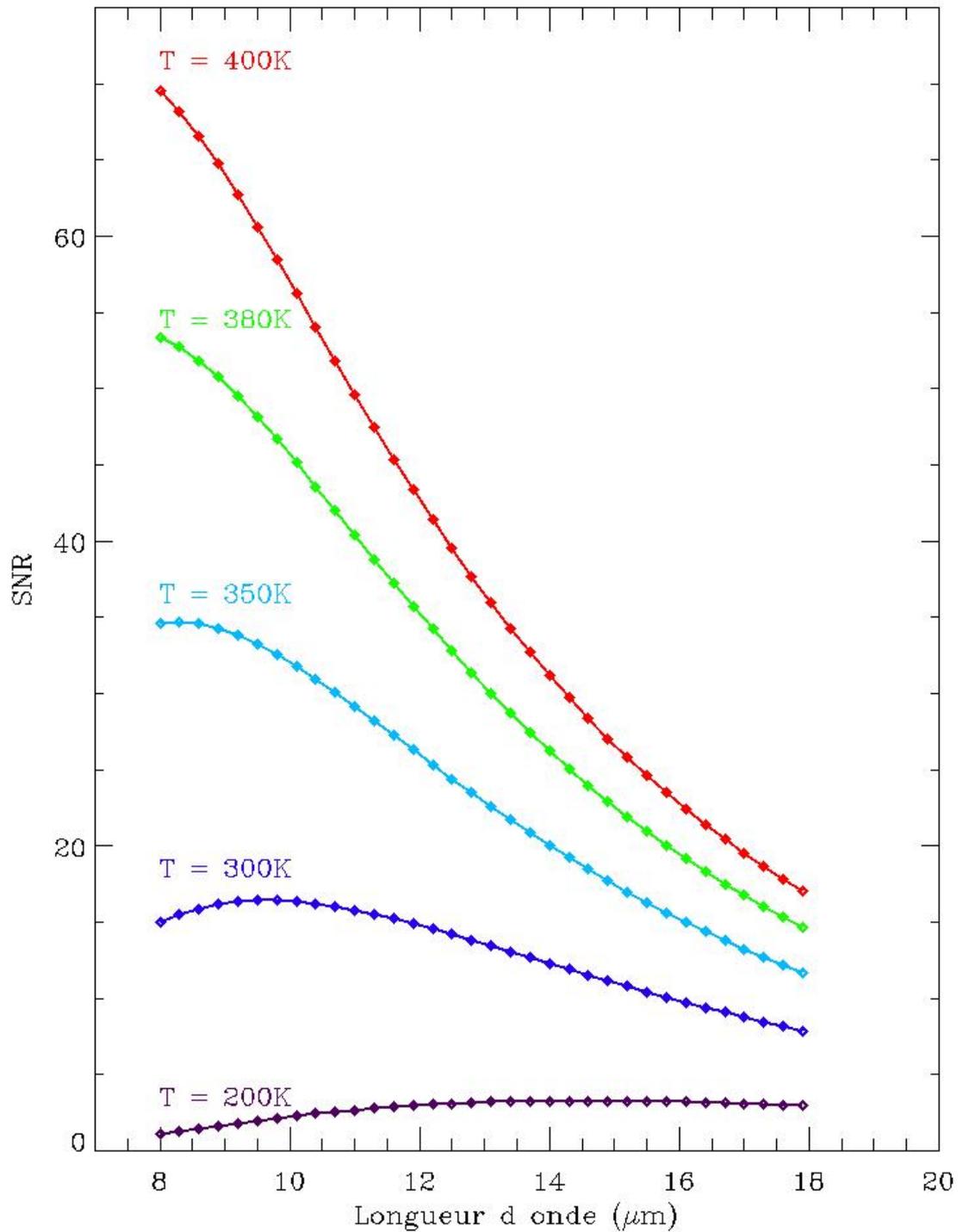


FIG. 5.11 – Rapport signal sur bruit en fonction de la longueur d'onde obtenu pour des mesures en spectroscopie dispersive avec une résolution spectrale $\Delta\lambda = 0,3$ avec un système optique ouvert à $N=2$ pour une moyenne de 10 mesures.

Pour toutes ces raisons, afin de répondre aux spécifications de la mission Marco Polo R, un spectro-imageur entièrement réflectif basé sur un ensemble optique de type Trois Miroirs Anastigmatique (TMA) hors axe (cf. conclusion de la section 5.2.2.2) associé à un relai de Offner est possible pour faire de la spectroscopie, mais pas de l'imagerie. Il faut donc avoir deux canaux séparés, pour l'imagerie d'une part et la spectroscopie d'autre part, avec chacun son détecteur, et un système permettant de passer d'un canal à l'autre.

Le changement entre le canal imagerie et le canal spectroscopie peut être réalisé de deux façons différentes : à l'aide d'un séparateur de faisceau ou à l'aide d'un miroir amovible.

En redirigeant la moitié du faisceau incident du canal imagerie vers l'entrée du canal spectroscopie, un séparateur de faisceau permettrait d'effectuer des mesures sur les deux canaux en parallèle, ce qui présente l'avantage d'associer directement les spectres aux images correspondantes. Mais nous avons déjà vu lors de l'étude des performances spectroscopiques du détecteur infrarouge *Nano640ETM* qu'il fallait utiliser tout le flux incident disponible, et il n'est donc pas envisageable de perdre du flux à cause d'un séparateur de faisceau. Il faut donc utiliser un miroir amovible, qui alimentera alternativement le canal d'imagerie et le canal de spectroscopie.

5.2.3.3 Conclusion

Bien qu'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique permette de superposer imagerie et spectroscopie, et d'atteindre une résolution spectrale $R=200$ le tout pour un rapport signal sur bruit meilleur que celui d'un relai de Offner équivalent, sa forte contrainte sur le défilement uniforme de la cible devant son entrée n'en fait pas le meilleur choix instrumental dans le cadre de la mission Marco Polo R.

En effet, l'absence de possibilité de recourir à un orbite de type "pushbroom" pour observer un petit corps du système solaire oblige le concepteur à se tourner vers un système de miroir à deux axes de rotation, pour effectuer à la fois l'étalonnage de l'instrument et le balayage de la cible, ce qui est extrêmement complexe à réaliser. Nous n'envisageons pas dans ce cas de reporter cette contrainte de balayage sur le pointage de la sonde elle-même car ce serait bien trop contraignant pour les opérations de la mission Marco Polo R.

En revanche, un spectro-imageur basé sur un relai de Offner présente une résolution spectrale et un rapport signal sur bruit suffisant pour réaliser les objectifs scientifiques de la mission sans contrainte opérationnelle particulière. Les canaux imagerie et spectroscopie sont séparés à l'aide d'un mécanisme simple et robuste, et les données ne nécessitent pas beaucoup de traitement en dehors de l'étalonnage (cf. Tab. 5.3). Ce système offre une grande flexibilité pour les opérations.

A retenir - Notre choix final pour le canal spectroscopie de THERMAP est basé sur l'association d'un ensemble optique de type Trois Miroirs Anastigmatique (TMA) hors axe et d'un relai de Offner (cf. Fig. 5.12).

	Relai de Offner	Spectro-imageur à transformée de Fourier statique
Résolution spectrale	–	+
Rapport signal sur bruit	–	+
Nombre de canaux	–	+
Contraintes opérationnelles	+	–
Traitement des données	+	–

TAB. 5.3 – Comparaison des avantages et des inconvénients de l'utilisation d'un spectro-imageur basé sur un relai de Offner par rapport à un spectro-imageur à transformée de Fourier statique dans la mission d'observation des petits corps du système solaire Marco Polo R.

Analyse de compromis :

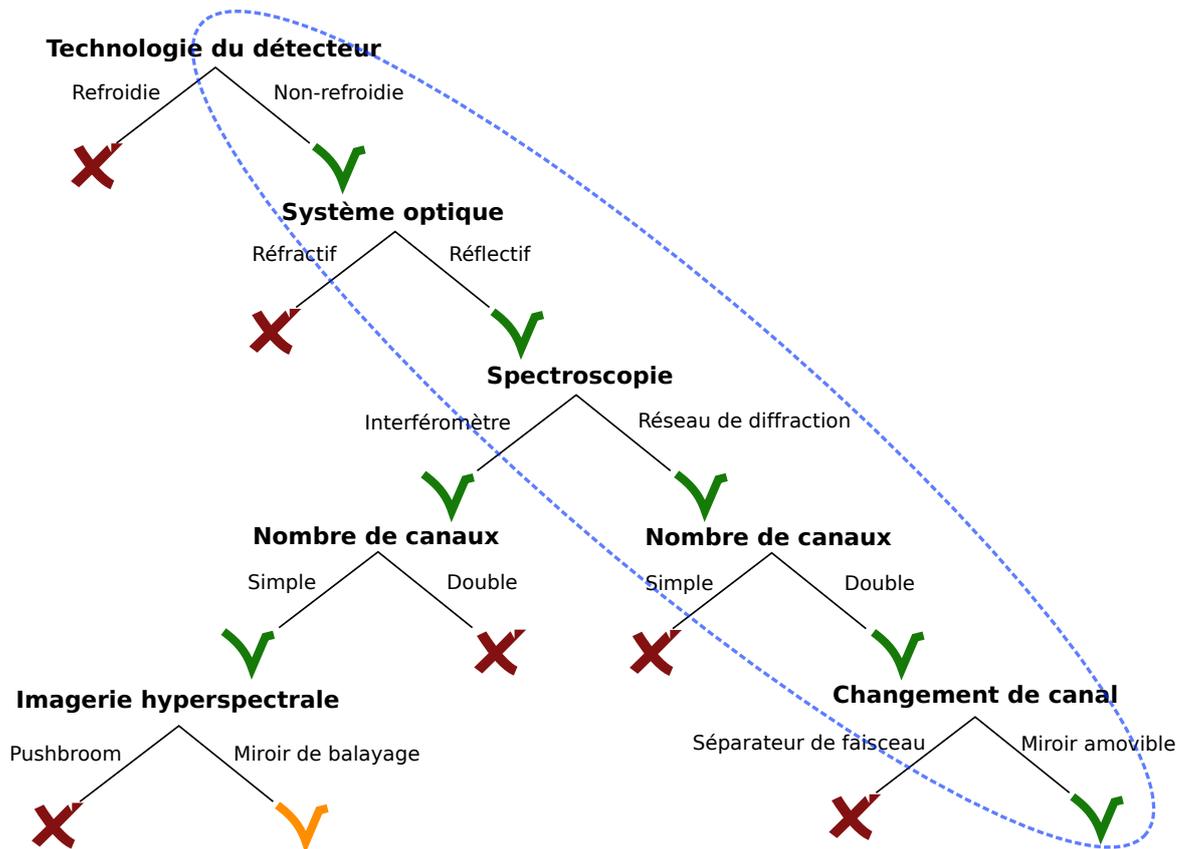


FIG. 5.12 – Résumé de l'analyse de compromis effectuée pour créer l'instrument THERMAP, conformément aux spécifications de la mission Marco Polo R (cf. sections 5.2.1, A.4).

5.2.4 Étalonnage

Nous avons vu, dans la section 3.1, qu'il suffit de deux points de référence situés dans la gamme de température d'intérêt pour étalonner radiométriquement la réponse du détecteur. Pour le spectro-imageur infrarouge thermique de Marco Polo R, nous avons donc besoin de deux corps noirs régulés à des températures choisies dans la gamme de 200 à 400 K, correspondant à la température de surface d'un petit corps du système solaire interne. Idéalement, les deux corps noirs doivent couvrir l'ensemble du détecteur, mais cette solution est très couteuse en termes de volume et d'énergie. Une solution plus adaptée aux contraintes d'un instrument spatial consiste à utiliser un premier corps noir de petite taille, contrôlé activement à la température de référence la plus haute, dont l'image est agrandie par un miroir hors axe pour couvrir l'ensemble de pixels de la matrice. Ce premier corps noir de petite taille peut être chauffé à haute température rapidement et pour une faible puissance électrique. Le deuxième corps noir, correspondant à une surface plus grande, est contrôlé passivement en température et constitue le deuxième point de référence, à la température de l'instrument. Ce deuxième corps noir n'étant pas régulé en température, sa consommation électrique est négligeable.

Par ailleurs, comme le niveau de réponse des pixels varie beaucoup d'une région à l'autre de la matrice du détecteur (cf. Fig. 2.18, section 2.2.2.3), il est nécessaire de disposer d'un image homogène en température sur l'ensemble de la matrice du détecteur, pour corriger ces différences de niveau (cf. section 3.2.1). Dans le contexte d'une mission spatiale, la solution la plus simple et économique consiste à viser le fond de ciel spatial, qui est remarquablement homogène pour notre détecteur, avec une température très basse d'environ 2,7 K. Ainsi, la variation spatiale des niveaux de réponse des pixels sera corrigée indépendamment d'une éventuelle inhomogénéité des corps noirs, et la contribution instrumentale pourra être directement retranchée au signal.

Pour résumer, nous avons donc besoin de deux corps noirs régulés à des températures choisies dans la gamme de 200 à 400 K, et du fond de ciel, pour réaliser l'étalonnage radiométrique de l'instrument. Un miroir rotatif placé à l'entrée de l'instrument permet de pointer alternativement l'astéroïde, le fond de ciel et les deux corps noirs (passif et actif). Les sources d'étalonnage étant placées en amont du système optique, cette solution permet de s'affranchir au mieux de la contribution des optiques au signal. Cette solution d'étalonnage astucieuse, parfaitement adaptée aux contraintes du concept instrumental que nous étudions, est celle qui a été retenue pour l'instrument MERTIS [41].

Finalement, la période entre chaque étalonnage dépend principalement de la stabilité en température de l'environnement de l'instrument (cf. section 2.2.2.1). Elle sera donc contrainte par les opérations (orbites, pointage) de la sonde Marco Polo R. Typiquement, nous nous attendons à réaliser un étalonnage toutes les 10 à 30 minutes.

A retenir - Notre choix pour l'étalonnage se porte sur trois sources : le fond de ciel (passif), un corps noir régulé en température (actif) et un corps noir à la température de l'instrument (passif).

5.3 L'instrument THERMAP

L'instrument THERMAP est le résultat de l'analyse de compromis que nous venons d'effectuer afin de réaliser un spectro-imageur thermique correspondant aux contraintes de la mission Marco Polo R. Il a donc deux canaux de mesures distincts, un canal imagerie composé d'un ensemble de trois miroirs anastigmatique (TMA) associé à un détecteur micro-bolométrique *Nano640ETM*, et un canal spectroscopie basé sur un relai de Offner utilisant un autre détecteur micro-bolométrique *Nano640ETM*. Les miroirs du canal imagerie sont utilisés pour focaliser le faisceau incident sur la fente d'entrée de la spectroscopie lorsque le miroir amovible servant à changer le canal actif est mis en place. Enfin, il compte un miroir rotatif à quatre positions à l'entrée de l'ensemble du système optique afin de viser alternativement sa cible, un corps noir, une surface contrôlée passivement en température, et le fond de ciel pour son étalonnage.

Le dimensionnement de son système optique, que nous avons fait à partir des spécifications techniques de la mission Marco Polo R (section 5.2.2.1), lui donne pour caractéristiques de départ :

- une distance focale F de 50 mm ;
- un diamètre de pupille d'entrée de 25 mm, soit un nombre d'ouverture $N = F/D$ égal à 2 ;
- un champ de vue instantané iFOV de 500 μrad , et donc un champ de vue total FOV sur le détecteur de 640×480 pixels de $18,3 \times 13,8^\circ$.

5.3.1 Modélisation optique du canal imagerie

Je présente ici la modélisation optique du canal imagerie de THERMAP réalisée à l'aide du logiciel Zemax.

5.3.1.1 Concept optique

Il existe de nombreux concepts optiques différents pour réaliser un ensemble de Trois Miroirs Anastigmatiques (TMA) corrigeant les quatre principales aberrations optiques (aberration sphérique, coma, astigmatisme et courbure de champ) [50]. Pour le canal imagerie de THERMAP, je suis partie du concept optique développé par Wetherell et Womble [86] (cf. Fig. 5.13). Les centres de courbures des miroirs de ce concept sont situés sur l'axe optique afin d'être tout trois symétriques par rotation autour de cet axe, ce qui a pour effet de limiter les aberrations optiques. De plus, sa pupille d'entrée est virtuelle et son image par le miroir primaire coïncide avec le miroir secondaire. Cette particularité confère à ce concept optique une grande compacité et la capacité d'avoir un champ de vue et une image finale séparés de part et d'autre de l'axe optique sans vignettage et sans obscuration centrale, ce qui est essentiel pour THERMAP.

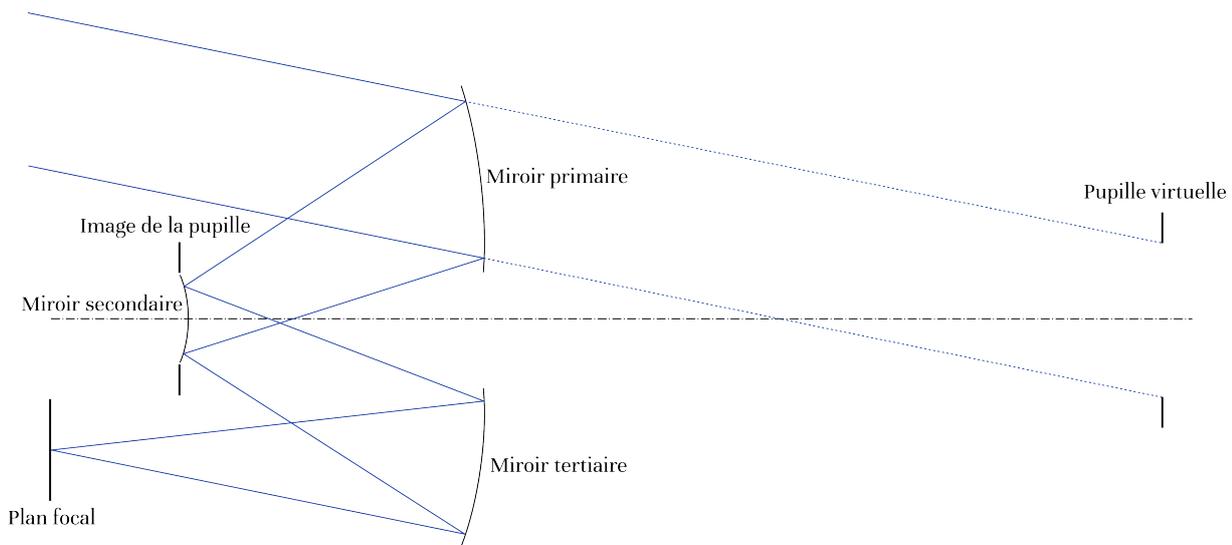


FIG. 5.13 – Schéma d'un TMA de type Wetherell et Womble.

5.3.1.2 Optimisation

Parmi les différents outils disponibles dans le logiciel Zemax pour visualiser les performances du système optique, j'ai choisi d'en illustrer trois plus particulièrement : le tracé de la réponse impulsionnelle ("Spot diagram"), les courbes de fraction d'énergie encerclée, et de module de la fonction de transfert de modulation du système à différents points de son champ.

Le "Spot diagram" représente l'image que l'on obtient d'un point source à différents endroits du champ de vue de l'instrument. La déformation de ces images par rapport à la tache d'Airy sont caractéristiques des aberrations du système optique, ce qui peut orienter son optimisation afin de les minimiser. Le rayon des taches images obtenues doivent aussi être du même ordre de grandeur que la taille des pixels du détecteur. Mais ce tracé de rayons ne donne pas la proportion d'énergie provenant du point source qui arrive sur un pixel donné. Pour cela, il faut s'intéresser aux courbes de fraction d'énergie encerclée.

Les courbes de fraction d'énergie encerclée représentent la proportion d'énergie incidente arrivant dans un certain rayon lors d'une réponse impulsionnelle. Il s'agit de courbes de pourcentage d'énergie contenue dans un cercle de rayon r autour du centre du point image (autour du centroïde dans le cas d'un point très déformé). L'idéal pour le détecteur correspond à avoir un maximum de cette énergie (ex : 80%) présente dans un rayon de la taille d'un pixel afin de bien résoudre la tache image. Ce critère d'optimisation est particulièrement adapté lorsque l'on souhaite faire de l'imagerie de sources ponctuelles (e.g. étoiles) mais pas pour faire de l'imagerie de sources étendues car elle ne donne pas d'information directe sur le contraste des images obtenues.

Le tracé du module de la fonction de transfert de modulation du système (FTM) est beaucoup plus adapté lorsque l'on souhaite optimiser ce système pour l'imagerie de sources étendues, et donc obtenir des images ayant un bon contraste comme dans le cas de THERMAP. On peut définir la modulation en intensité d'une scène par :

$$Modulation = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (5.5)$$

La fonction de transfert de modulation du système optique représente le rapport entre la modulation en intensité de l'image obtenue par celle de l'objet observé en fonction des fréquences spatiales :

$$FTM(\nu) = \frac{Modulation_{image}(\nu)}{Modulation_{objet}(\nu)} \quad (5.6)$$

Ce rapport est inférieur ou égal à 1. Plus il est élevé, plus le contraste des images obtenues est fidèle à celui de la scène. Malheureusement, tout système optique est forcément limité par la diffraction. Le fait que l'image d'un point objet corresponde à une tache sur l'image signifie que plus on s'intéresse aux hautes fréquences spatiales, c'est à dire à des détails de plus en plus petits sur l'image, plus l'image est floue, ce qui correspond à un mauvais contraste. Pour un système optique idéal limité par la diffraction, la FTM s'annule à partir de la fréquence spatiale correspondant à :

$$\nu_{coupure} = \frac{1}{\lambda \times N} \quad (5.7)$$

Tout comme le rayon de la tache d'Airy à laquelle elle correspond, cette fréquence de coupure varie en fonction de la longueur d'onde λ et du rapport d'ouverture N du système optique considéré. Pour THERMAP, je me suis intéressée à l'optimisation de cette MTF pour $\lambda = 10 \mu\text{m}$. La fréquence de coupure pour $N = 2$ et $\lambda = 10 \mu\text{m}$ est de $50 \text{ cycles.mm}^{-1}$.

Le rapport d'ouverture N du système optique de THERMAP a été choisi de façon à ce que le rayon de la tache d'Airy corresponde à la taille d'un pixel du détecteur à $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (cf. section 5.2.2.1). L'échantillonnage de l'image par ces pixels qui n'est pas pris en compte par les courbes de FTM tracées par Zemax correspond à une fréquence de coupure égale à l'inverse de la taille des pixels. Dans notre cas, avec des pixels de $25 \mu\text{m}$ de côté, cette fréquence de coupure due à l'échantillonnage est de $40 \text{ cycles.mm}^{-1}$. Cette fréquence de coupure est du même ordre de grandeur que celle du système optique précisément parce que son rapport d'ouverture avait été adapté à la dimension des pixels.

Le théorème de Nyquist-Shannon énonce que pour représenter correctement un signal numérisé, la fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans ce signal. Comme dans notre cas nous serons forcément limités par la taille des pixels à une fréquence d'échantillonnage de $40 \text{ cycles.mm}^{-1}$, cela signifie que les fréquences spatiales de l'image représenteront correctement celles de l'objet inférieures à $20 \text{ cycles.mm}^{-1}$. Au delà de cette fréquence appelée fréquence de Nyquist, le signal mesuré sera replié indument vers les plus basses fréquences lors de la reconstruction de l'image, pouvant ainsi créer des effets de contraste dits de moiré (cf. Fig. 5.14).

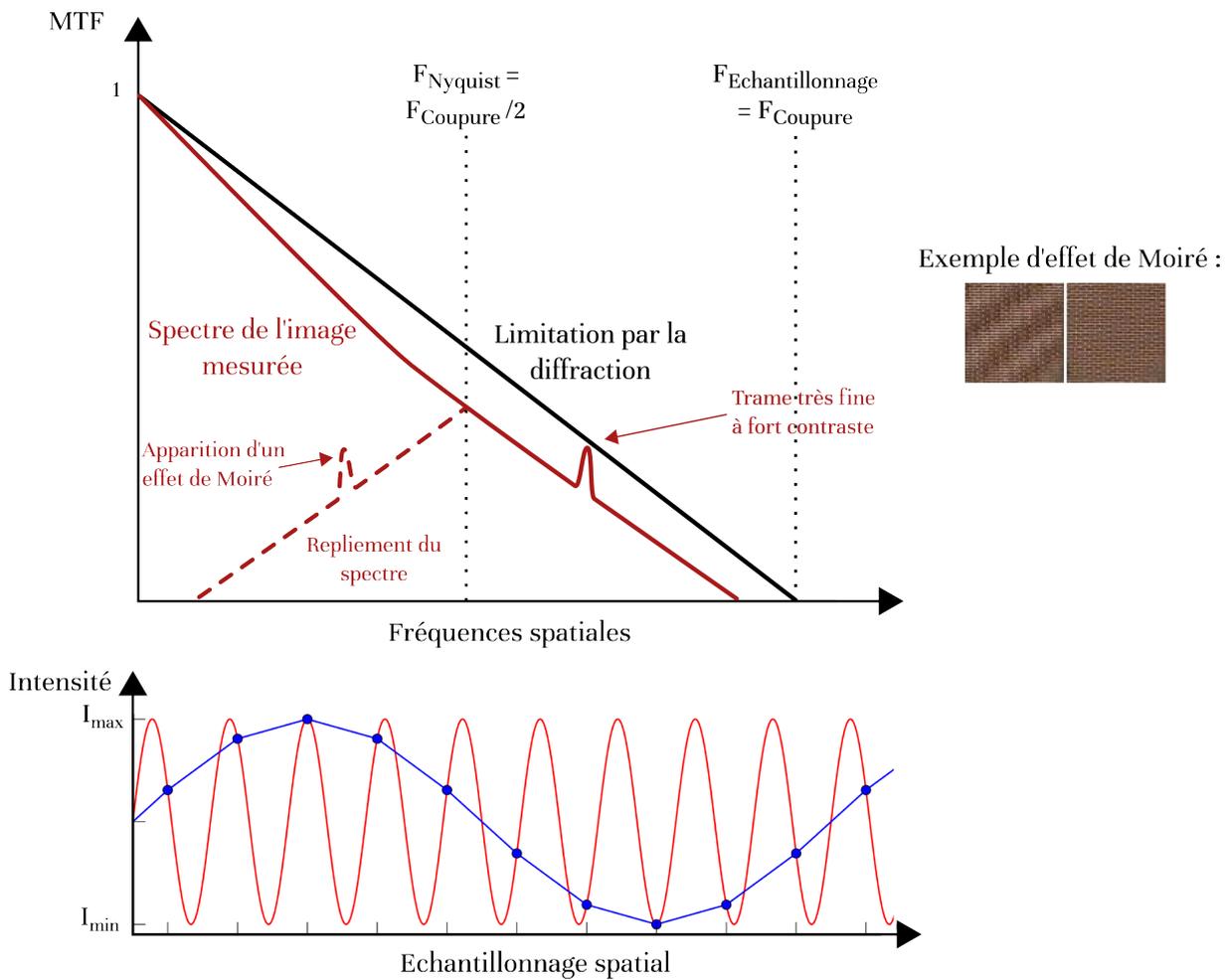


FIG. 5.14 – **En haut** : Courbe noire : Fonction de Transfert de Modulation (FTM) d'un système limité par la diffraction. Courbe rouge : Exemple de spectre d'une image mesurée présentant un motif à fort contraste au delà de la fréquence de Nyquist (spectre de l'objet modulé par le fonction de transfert du système optique). *Illustration* : Exemple d'un effet de Moiré sur l'image d'un mur de briques. **En bas** : Exemple d'un échantillonnage spatial pas assez fin conduisant à une interpolation erronée du signal à plus basse fréquence (repliement du spectre).

Le système optique de THERMAP doit donc idéalement avoir une FTM la plus grande possible aux fréquences inférieures à $F_{\text{Nyquist}} = 20 \text{ cycles.mm}^{-1}$ pour obtenir un bon contraste, et la plus petite possible au delà de F_{Nyquist} pour ne pas risquer de souffrir de repliement du spectre de ses images.

Il faut cependant noter que jusqu'ici, les missions d'observations ayant effectué l'imagerie d'objets étendus du système solaire (planètes ou petits corps) n'ont pas signalé de problèmes de repliement du spectre de Fourier dus à de hautes fréquences spatiales dans leurs images. Par exemple, le spectre obtenu à partir d'une image de l'astéroïde Lutetia prise avec la caméra NAC à bord de la sonde ESA Rosetta (cf. Fig. 5.15 et 5.16) montre que la majorité des informations dans l'image se situent à basses fréquences et que l'on n'obtient pas d'effets de Moiré.



FIG. 5.15 – Image de l'astéroïde Lutetia dans le domaine visible prise par la caméra NAC à bord de la sonde Rosetta.

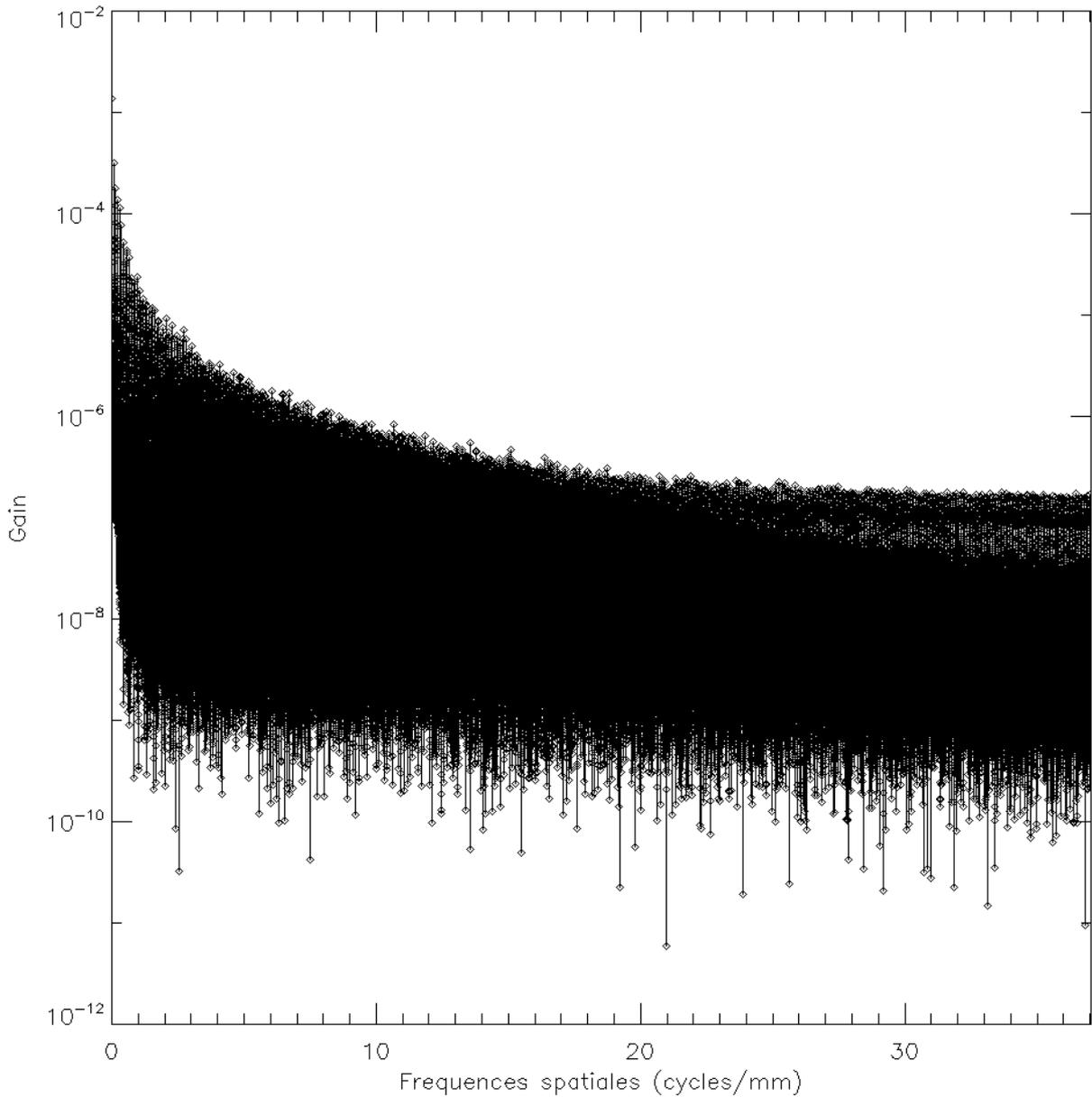


FIG. 5.16 – Spectre de Fourier correspondant à l'image de l'astéroïde Lutetia illustrée figure 5.15 jusqu'à sa fréquence de Nyquist à $37 \text{ cycles.mm}^{-1}$.

Bien que la majorité de ces observations aient été faites dans le domaine visible, il est très probable que les observations dans le domaine infrarouge thermique n'aient pas non plus de problème de repliement du spectre de Fourier. Dans ce cas, on s'attachera surtout à améliorer le contraste des images obtenues via la FTM du système optique, comme cela a d'ailleurs été fait pour MERTIS.

5.3.1.3 Résultats

J'ai tout de suite constaté qu'il n'était pas possible de corriger les aberrations optiques générées dans un champ de vue aussi grand que $FOV = 18,3 \times 13,8^\circ$ tout en gardant des miroirs ayant une surface d'une complexité et d'une taille raisonnables. Il fallait donc impérativement diminuer ce champ de vue, si possible d'un facteur 2. En effet, un champ de vue FOV de $9,5 \times 7,0^\circ$ est beaucoup moins contraignant pour corriger les aberrations optiques. Ce champ reste du même ordre de grandeur que le champ de la caméra visible grand angle WAC ($11 \times 11^\circ$), ce qui permet de s'assurer de toujours pouvoir cartographier efficacement la surface de l'astéroïde.

Le champ de vue de THERMAP a été calculé à partir de la focale du système, de la taille des pixels du détecteur ($25 \mu\text{m}$), et de leur nombre (cf. Eq. (5.4)). Nous ne pouvons pas changer la focale du système car elle est contrainte par la résolution spatiale imposée par les spécifications techniques de la mission Marco Polo R, et que cela augmenterait la taille de l'instrument final. Nous ne pouvons pas changer de détecteur car cela signifierait recommencer son étude de qualification pour le spatial commencée par le CNES et recommencer sa caractérisation pour des mesures spectroscopiques faite au cours de ma thèse. Nous avons donc décidé de ne pas utiliser l'ensemble des pixels du détecteur en imagerie. Pour un nouveau champ de vue FOV de $9,5 \times 7,0^\circ$, la taille de l'image projetée sur le détecteur correspond à 332×245 pixels.

Dans les spécifications de l'instrument, il est précisé que l'astéroïde doit être entièrement cartographié lors de son observation globale, à une distance de 5 km. Avec ce nouveau champ de vue, l'image de l'astéroïde 341843 (2008 EV5) couvrira totalement le détecteur à une distance de 3,7 km. Les spécifications sont donc toujours respectées.

Première modélisation :

Avec ce nouveau paramètre, j'ai obtenu deux modélisations possibles pour l'ensemble optique basé sur trois miroirs anastigmatiques, ayant tous deux un volume satisfaisant d'environ $4,0 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm} \times 4,0 \text{ cm}$. La première modélisation, dont les paramètres sont détaillés dans la section "Optical design for the THERMAP Imaging channel" page suivante, correspond à un système proche de la limitation par la diffraction car l'écart type du rayon de sa tache image est inférieur à la dimension d'un pixel et sa MTF est assez proche de la limitation par la diffraction partout dans le champ de vue de l'instrument. Son miroir secondaire a l'avantage d'être sphérique, mais ses miroirs primaire et tertiaire sont tous deux asphériques avec des termes d'ordres supérieurs, et donc plus difficiles à fabriquer. C'est la raison pour laquelle j'ai proposé une seconde modélisation dégradant la résolution spatiale pour simplifier les surfaces des miroirs, sachant que cette dégradation reste toujours dans la limite des spécifications techniques pour l'instrument.

Optical design for the THERMAP Imaging channel

03/04/2012

Emily BRAGEOT (LAM)

The Three Mirror Anastigmat Imaging channel of the THERMAP instrument has the following characteristics :

Optical characteristics :

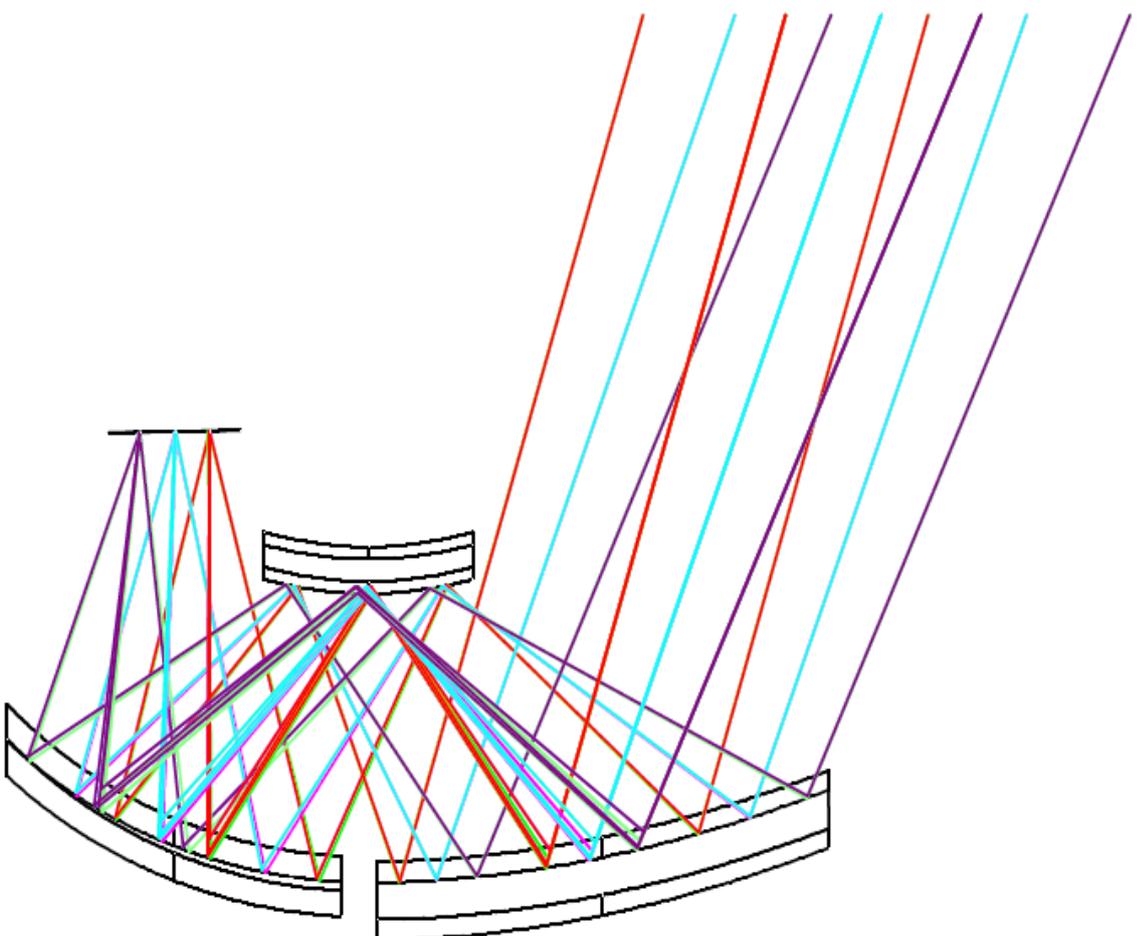
- Focal length : $F = 50$ mm
- Focal ratio : $F\# = 2$
- Field of view : $FOV = 9.5 \times 7$ deg
- Root mean square spot radius : < 20 μm everywhere in the field
- Geometrical spot radius : < 40 μm everywhere in the field

Surface shapes :

- Primary : radius of curvature : $R_I = -107.026$ mm
conic constant : $cc = -2.661$ (hyperboloid)
6th order term : -2.584×10^{-11}
8th order term : $5,149 \times 10^{-15}$
Surface Sag : 1.66 mm
Tilt : - 0.179 deg
X diameter : $d_X = 39.4$ mm
Y diameter : $d_Y = 41.2$ mm
- Secondary : radius of curvature : $R_{II} = -37.450$ mm
conic constant : $cc = 0$ (sphere)
No high order terms
Surface Sag : 1.00 mm
Tilt : None
X diameter : $d_X = 17.6$ mm
Y diameter : $d_Y = 19.0$ mm
- Tertiary : radius of curvature : $R_{III} = -52.205$ mm
conic constant : $cc = 0.244$ (oblate ellipsoid)
No high order terms
Surface Sag : 2.34 mm
Tilt : 0.130 deg
X diameter : $d_X = 30.0$ mm
Y diameter : $d_Y = 30.6$ mm
- Focal plane : Tilt : -1.0 deg

Mechanical characteristics :

- Back focal length : 14.31 mm (secondary vertex to focal plane)
- System length : 39.31 mm (primary/tertiary vertex to focal plane)
- System height : 75.00 mm (primary upper edge to tertiary lower edge)
- System width : 39.40 mm (primary diameter)



3D Layout

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2

03/04/2012

Scale: 1.3333



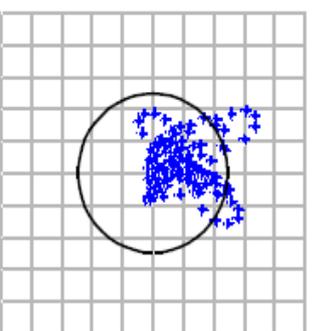
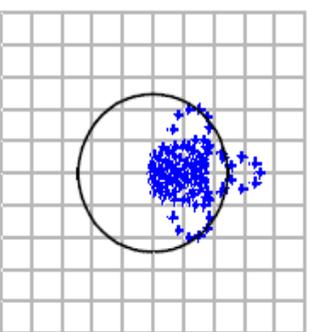
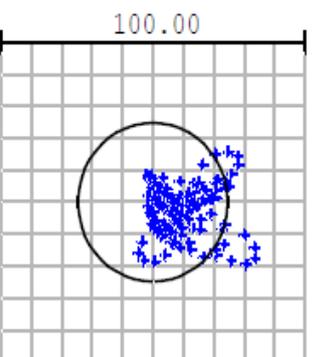
15.00 Millimeters

OBJ: -4.7500, 3.5000 (deg)

OBJ: 0.0000, 3.5000 (deg)

OBJ: 4.7500, 3.5000 (deg)

+ 10.0000



IMA: -4.196, -14.494 mm

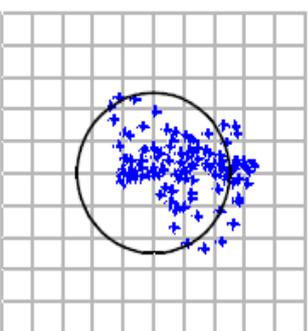
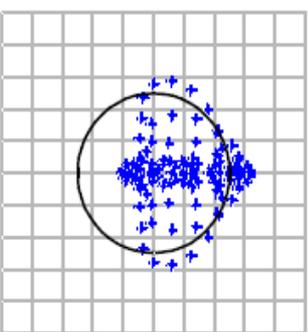
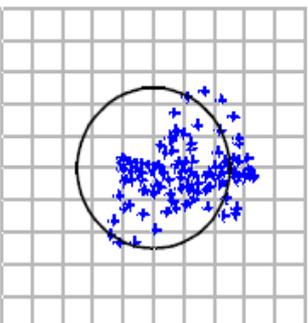
IMA: 0.000, -14.524 mm

IMA: 4.196, -14.494 mm

OBJ: -4.7500, 0.0000 (deg)

OBJ: 0.0000, 0.0000 (deg)

OBJ: 4.7500, 0.0000 (deg)



IMA: -4.244, -17.594 mm

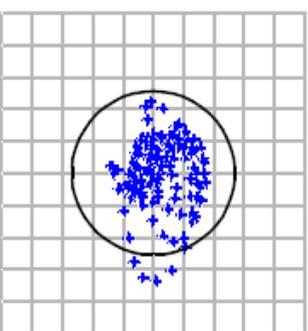
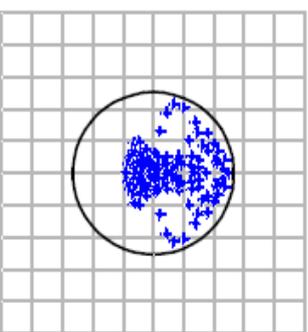
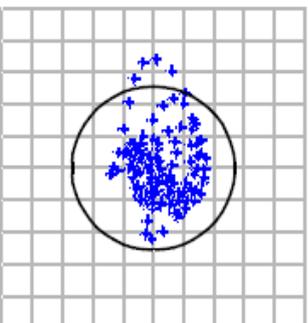
IMA: 0.000, -17.623 mm

IMA: 4.244, -17.594 mm

OBJ: -4.7500, -3.5000 (deg)

OBJ: 0.0000, -3.5000 (deg)

OBJ: 4.7500, -3.5000 (deg)



Surface: TMA IMA: -4.306, -20.828 mm

IMA: 0.000, -20.843 mm

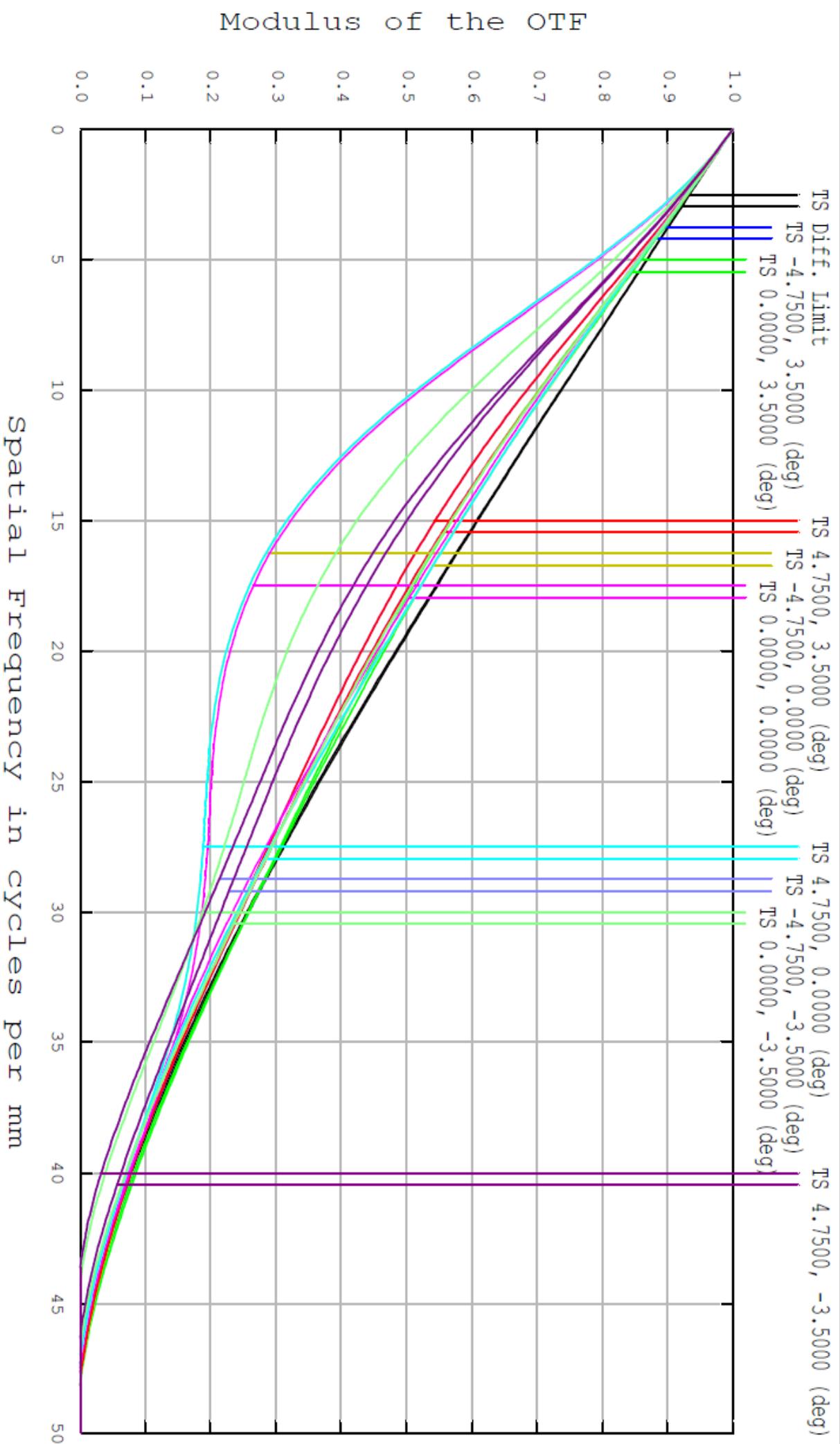
IMA: 4.306, -20.828 mm

Spot Diagram

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
03/04/2012 Units are μm .

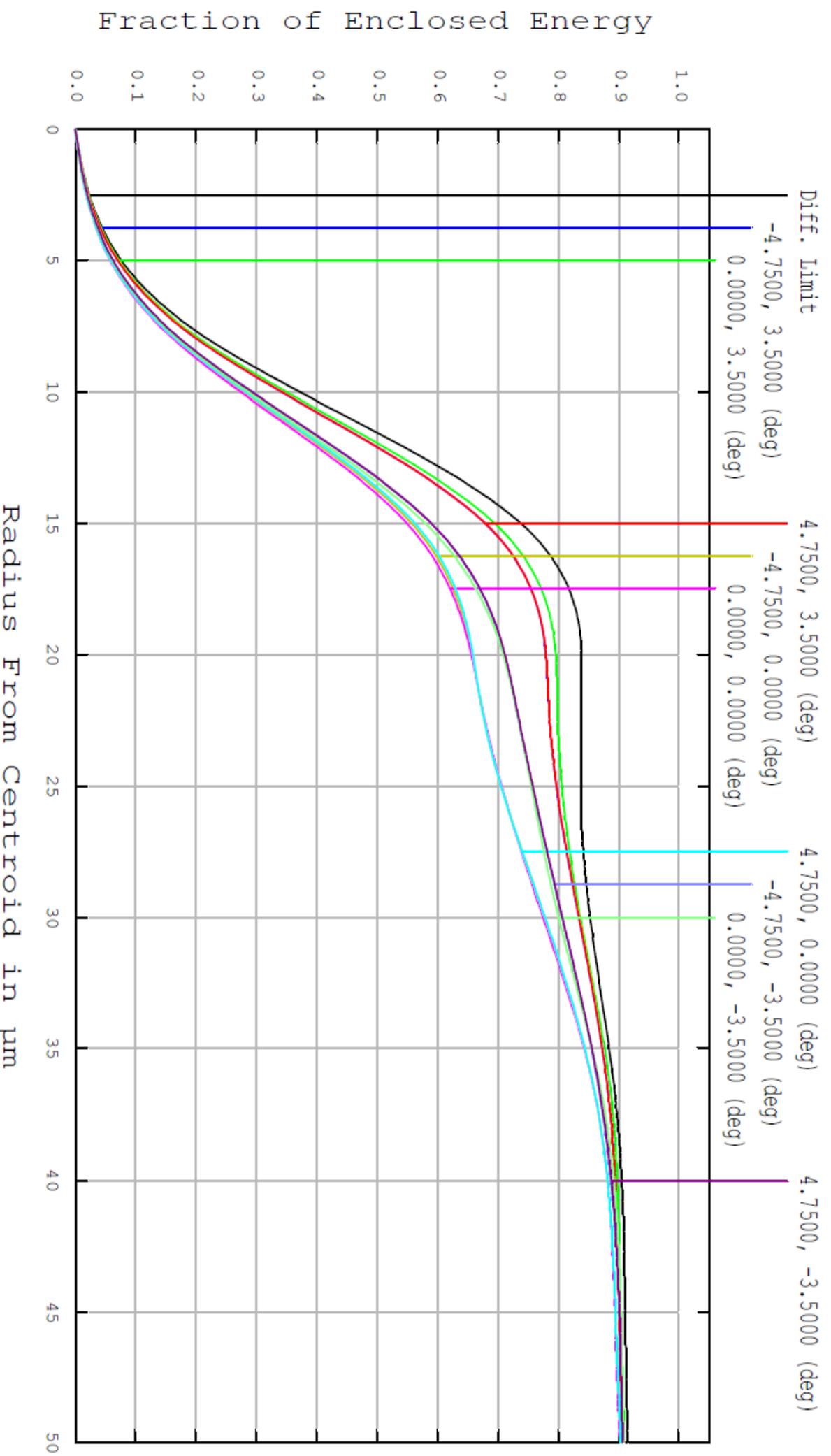
Airy Radius: 25 μm

Field	1	2	3	4	5	6	7	8	9
RMS radius :	15.877	15.379	15.877	18.247	18.337	18.247	13.215	12.678	13.215
GEO radius :	38.009	35.379	38.009	33.093	31.911	33.093	33.798	24.570	33.798



Polychromatic Diffraction MTF

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
 03/04/2012
 Data for 10.0000 to 10.0000 μm .
 Surface: Image



FFT Diffraction Encircled Energy

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
 03/04/2012
 Wavelength: Polychromatic
 Surface: Image

Modélisation alternative :

Les paramètres de la modélisation alternative sont résumés dans la section "Alternative optical design for the THERMAP Imaging channel" insérée sur la page suivante, où l'on peut voir que l'écart type du rayon de sa tache image est inférieur à la dimension de deux pixels partout dans le champ de vue de l'instrument, et que aucun des trois miroirs n'a de termes d'ordres supérieurs. Sa MTF est beaucoup plus dégradée que celle de la première modélisation, mais ce surtout au dessus de la fréquence de Nyquist à 20 *cycles.mm*⁻¹ ce qui diminue donc les risques de repliement du spectre.

Alternative optical design for the THERMAP Imaging channel

04/04/2012

Emily BRAGEOT (LAM)

The Three Mirror Anastigmat Imaging channel of the THERMAP instrument can be simplified if we aim for a lower spatial resolution. Then, it has the following characteristics :

Optical characteristics :

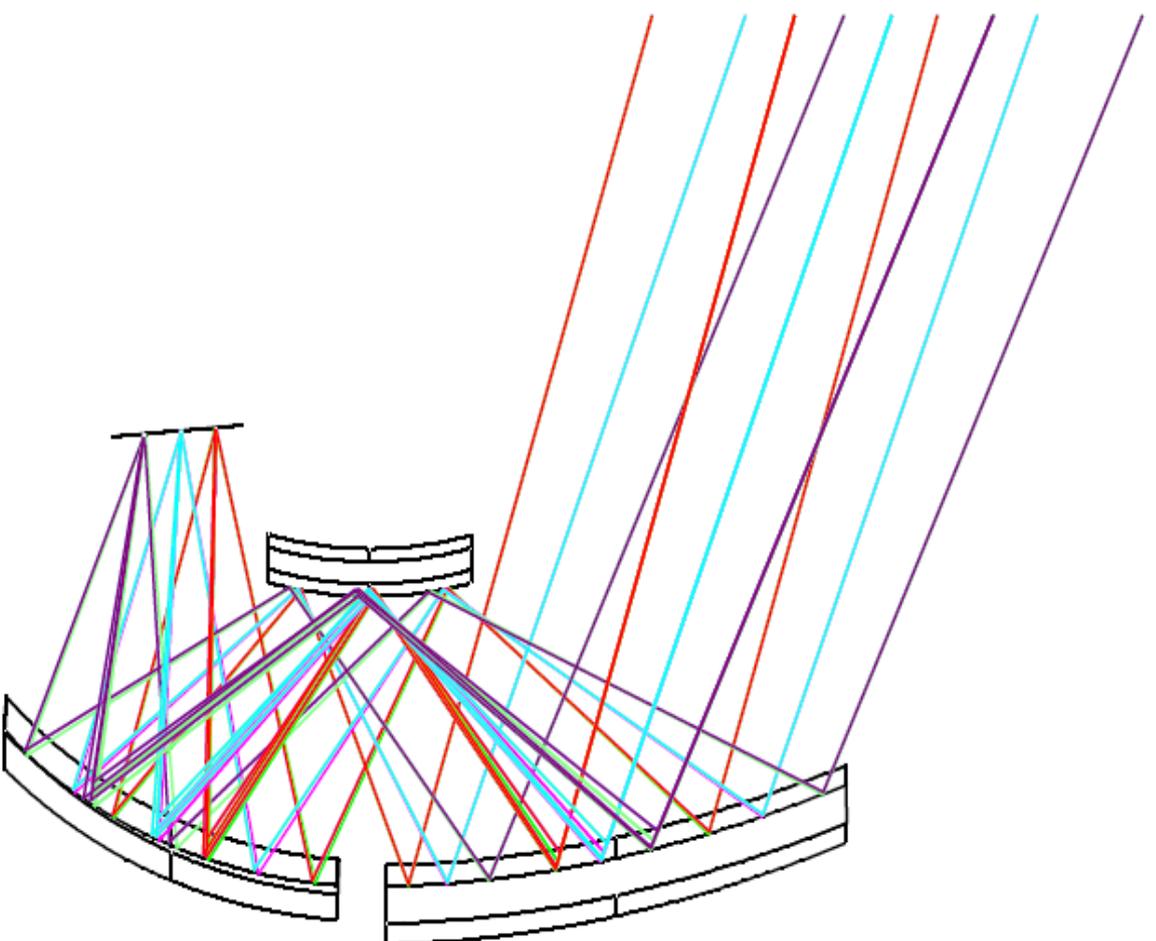
- Focal length : $F = 50$ mm
- Focal ratio : $F\# = 2$
- Field of view : $FOV = 9.5 \times 7$ deg
- Root mean square spot radius : < 35 μm everywhere in the field
- Geometrical spot radius : < 80 μm everywhere in the field

Surface shapes :

- Primary : radius of curvature : $R_I = -107.070$ mm
conic constant : $cc = -1.952$ (hyperboloid)
No high order terms
Surface Sag : 1.78 mm
Tilt : - 0.384 deg
X diameter : $d_X = 39.4$ mm
Y diameter : $d_Y = 42.0$ mm
- Secondary : radius of curvature : $R_{II} = -36.035$ mm
conic constant : $cc = -0.123$ (prolate ellipsoid)
No high order terms
Surface Sag : 1.05 mm
Tilt : None
X diameter : $d_X = 17.6$ mm
Y diameter : $d_Y = 18.5$ mm
- Tertiary : radius of curvature : $R_{III} = -52.135$ mm
conic constant : $cc = 0.263$ (oblate ellipsoid)
No high order terms
Surface Sag : 2.35 mm
Tilt : 0.667 deg
X diameter : $d_X = 30.0$ mm
Y diameter : $d_Y = 30.5$ mm
- Focal plane : Tilt : -4.843 deg

Mechanical characteristics :

- Back focal length : 15.74 mm (secondary vertex to focal plane)
- System length : 40.74 mm (primary/tertiary vertex to focal plane)
- System height : 76.75 mm (primary upper edge to tertiary lower edge)
- System width : 42.00 mm (primary diameter)



3D Layout

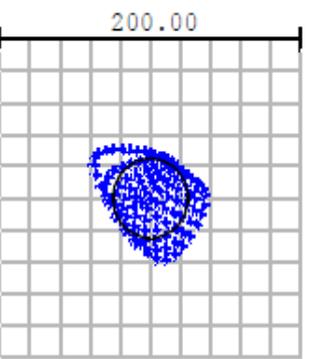
TSI : THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
04/04/2012

Scale: 1.3333



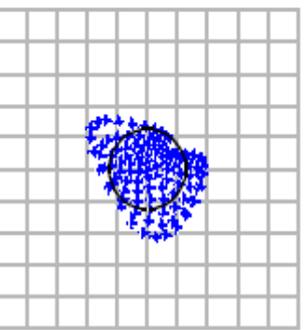
15.00 Millimeters

OBJ: -4.7500, 3.5000 (deg)



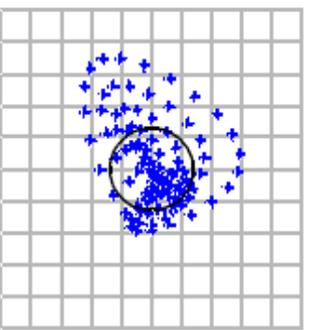
IMA: -4.196, -14.205 mm

OBJ: -4.7500, 0.0000 (deg)

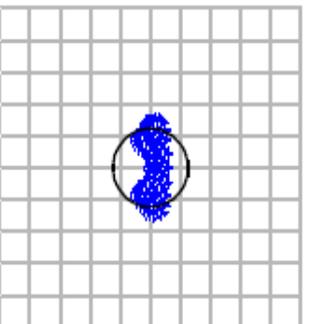


IMA: -4.248, -17.366 mm

OBJ: -4.7500, -3.5000 (deg)

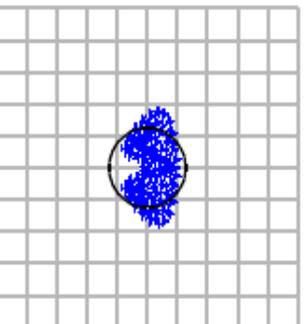


OBJ: 0.0000, 3.5000 (deg)



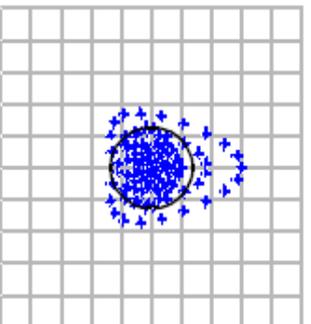
IMA: 0.000, -14.229 mm

OBJ: 0.0000, 0.0000 (deg)

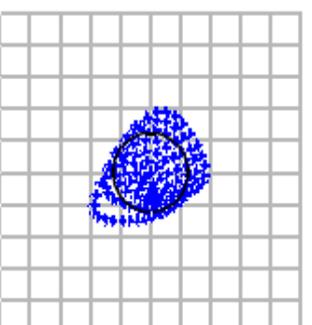


IMA: 0.000, -17.387 mm

OBJ: 0.0000, -3.5000 (deg)

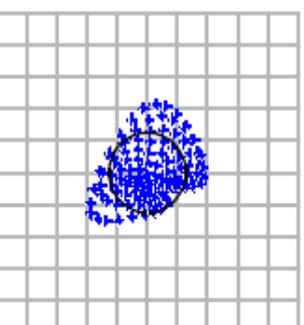


OBJ: 4.7500, 3.5000 (deg)



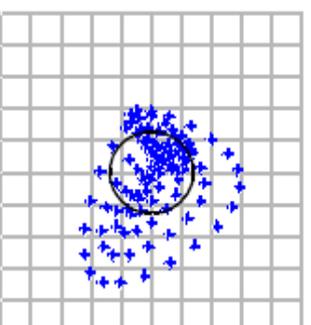
IMA: 4.196, -14.205 mm

OBJ: 4.7500, 0.0000 (deg)



IMA: 4.248, -17.366 mm

OBJ: 4.7500, -3.5000 (deg)



Surface: IMA IMA: -4.323, -20.731 mm

IMA: 0.000, -20.728 mm

IMA: 4.323, -20.731 mm

Spot Diagram

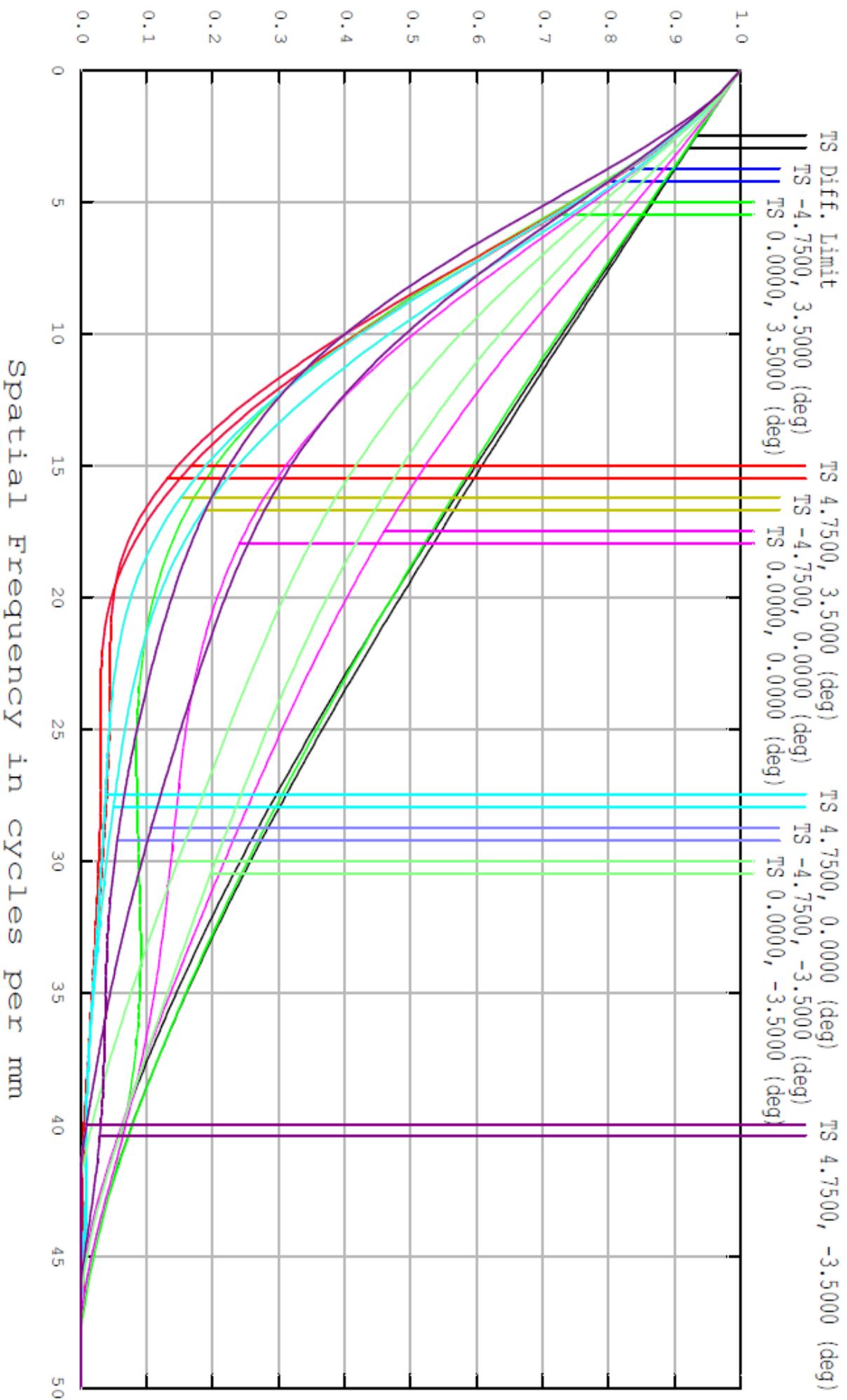
TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
04/04/2012 Units are μm .

Airy Radius: 25.19 μm

Field	1	2	3	4	5	6	7	8	9
RMS radius :	26.247	19.088	26.247	25.099	18.654	25.099	32.259	22.551	32.259
GEO radius :	44.678	31.018	44.678	45.040	35.229	45.040	76.514	59.709	76.514
Scale bar :	200								

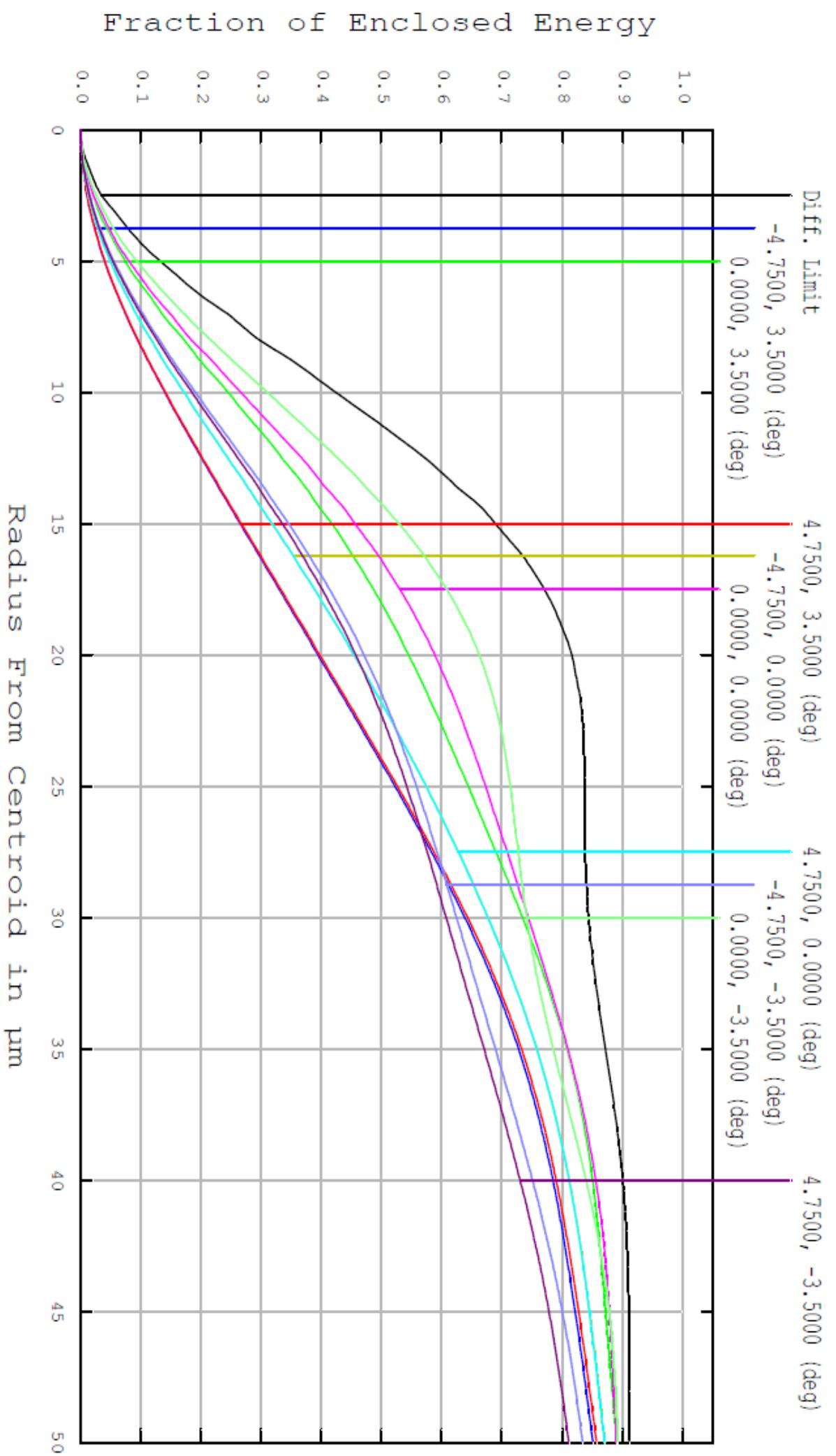
Reference : Chief Ray

Modulus of the OTF



Polychromatic Diffraction MTF

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
04/04/2012
Data for 10.0000 to 10.0000 μm .
Surface: Image



FFT Diffraction Encircled Energy

TSI: THERMAP SPECTRO IMAGER 50 mm F/2
 04/04/2012
 Wavelength: Polychromatic
 Surface: Image

5.3.2 Modélisation optique du canal spectroscopie

Avant de modéliser le canal spectroscopie de THERMAP, j'ai ajouté le miroir d'étalonnage en entrée de l'instrument puis le miroir amovible servant à renvoyer le signal vers la fente d'entrée du spectromètre lorsque ce canal est activé. Les principales caractéristiques optiques de ce canal sont inchangées par rapport au canal imagerie car le grandissement d'un relai de Offner est égal à 1.

5.3.2.1 Concept optique

Le concept optique d'un relai de Offner est issu d'un ensemble trois miroirs anastigmatique ayant un grandissement de 1. C'est un concept à la fois simple et élégant basé sur trois miroirs sphériques ayant tous les trois le même centre de courbure situé sur l'axe optique, annulant ainsi l'asphéricité. Le miroir secondaire a un rayon de courbure égal à la moitié de celui du miroir primaire et du miroir tertiaire, qui coïncident donc entre eux. Le système étant entièrement symétrique autour de l'axe optique, il n'y a pas de coma.

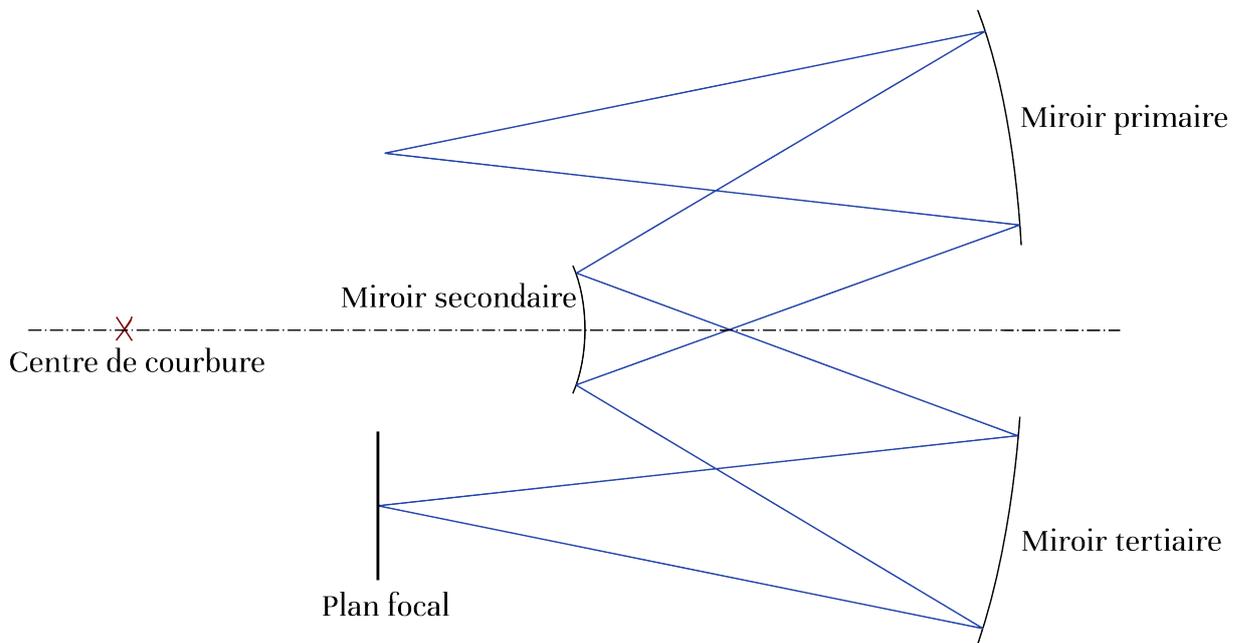


FIG. 5.17 – Schéma d'un relai de Offner.

Ce concept est optimisé une première fois de façon à retrouver les performances du TMA placé à son entrée, avant d'insérer le réseau réflectif à la place du miroir secondaire.

5.3.2.2 Résultats

Le principal problème que j'ai rencontré lors de cette modélisation, en dehors de son optimisation pour une gamme de longueurs d'ondes allant de 8 à 16 μm , a été de faire en sorte qu'aucun élément ne rentre en collision ou ne vienne vignetter le flux. En effet, les performances d'un relai de Offner sont meilleures proches de son axe optique, qui coïncide avec l'axe de son miroir secondaire, qui dans le cas d'un spectromètre est remplacé par un réseau réflectif. Mais comme on peut le voir sur la figure du concept optique final 5.18, cela rapproche le miroir de repliement inséré après la fente d'entrée assez près du réseau. De plus, on ne peut pas trop diminuer la taille globale du relai sans risquer que son miroir primaire ne rentre en collision avec le miroir tertiaire du TMA.

La résolution spectrale a été optimisée à 0,2 μm pour une gamme spectrale allant de 8 à 16 μm , ce qui équivaut à une taille image de 332×40 pixels.

Le concept optique final prend en compte de marges systématiques de 2 mm aux bords de chaque miroir, et de 3 mm entre les bords d'un faisceau et d'un autre miroir menaçant de le vignetter. Toutes les distances ont également été contrôlées en s'assurant qu'il y avait suffisamment de place pour les supports des miroirs, les mécanismes faisant tourner le miroir d'étalonnage et se rabattre le miroir amovible, ainsi que les détecteurs micro-bolométriques accompagnés de leur électronique de proximité.

Les deux détecteurs correspondant aux canaux imagerie et spectroscopie ont été délibérément placés dans le même plan afin de faciliter la mise en place de leurs électroniques de lecture.

Les performances optiques de ce canal spectroscopie ne sont pas présentées comme pour le canal imagerie car son optimisation n'était pas complète pour toute la gamme de longueurs d'onde visée (8-16 μm) au terme de cette thèse. Terminer l'optimisation du canal spectroscopie de THERMAP fait partie de perspectives de cette thèse.

Les caractéristiques de l'ensemble du système optique et d'étalonnage sont résumées dans le tableau 5.4.

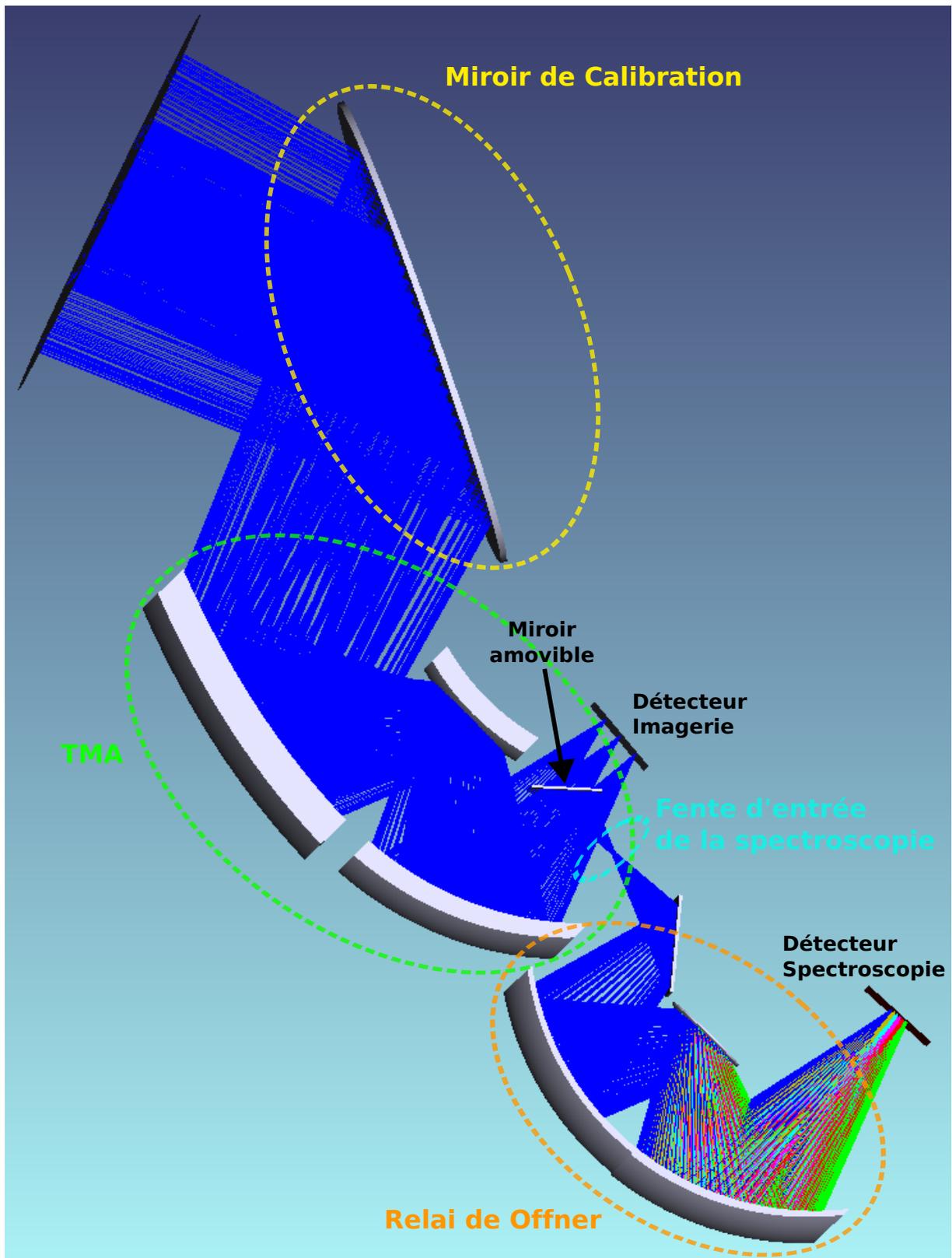


FIG. 5.18 – Modélisation du système optique complet de l'instrument THERMAP à l'aide du logiciel Zemax.

Caractéristiques	Valeurs
Optiques :	
Champ de vue	$9,5 \times 7,0^\circ$
Longueur focale	50 mm
Diamètre de la pupille d'entrée	25 mm
Nombre d'ouverture	2
Plans focaux :	
Type de détecteur	Micro-bolomètres non-refroidis
Nombre de détecteurs	2 (un pour l'imagerie et un pour la spectroscopie)
Taille des détecteurs	640×480
Taille des pixels	$25 \mu\text{m}$
Canal Imagerie :	
Champ de vue instantané	$500 \mu\text{rad}$
Taille image	332×245
Domaine de longueur d'onde	$8-18 \mu\text{m}$
Temps d'exposition	0.033 sec (30 Hz)
Canal Spectroscopie :	
Champ de vue instantané	$500 \mu\text{rad}$ (largeur de la fente)
Taille image	332 (longueur de la fente) $\times 40$ (dispersion spectrale)
Domaine de longueur d'onde	$8-16 \mu\text{m}$
Résolution spectrale	$0,2 \mu\text{m}$ (R = 40-80)
Temps d'exposition	0.033 sec (30 Hz)
Étalonnage :	
Principe	Miroir rotatif à l'entrée de l'instrument
Nombre de sources de référence	3 : le ciel profond et deux corps noirs
Température du corps noir n°1	Température de l'instrument (passif)
Température du corps noir n°2	Température contrôlée (actif)

TAB. 5.4 – Caractéristiques principales de l'instrument THERMAP.

5.3.3 Discussion des ressources

5.3.3.1 Modélisation mécanique

Afin de pouvoir mieux estimer le volume et la masse de l'instrument, le concept optique que j'ai modélisé a ensuite été intégré dans une modélisation mécanique de THERMAP faite par Joel Lemerrer du LAM sur le logiciel Catia (cf. Fig. 5.19). Cette modélisation prend compte du volume nécessaire à tous les composants de l'instrument THERMAP (e.g. système optique, détecteurs, électroniques, étalonnage...).

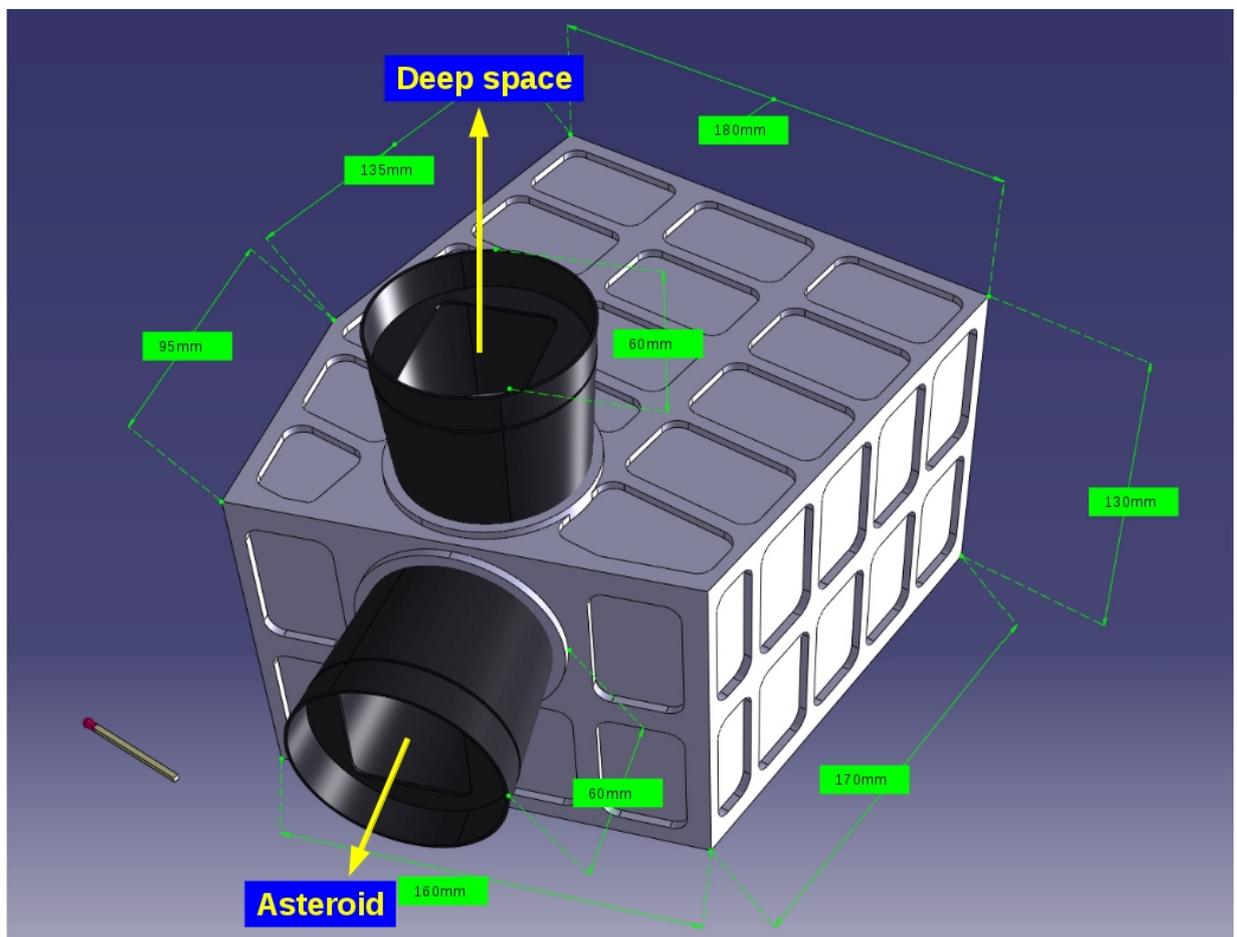


FIG. 5.19 – Modélisation du système optique et mécanique complet de l'instrument THERMAP à l'aide du logiciel Catia.

L'ensemble hors baffles fait une dimension de 19 cm×18 cm×13 cm. La masse de THERMAP, incluant les différents sous-systèmes et l'électronique, est de 4,4 kg.

5.3.3.2 Ressources

Les dimensions de l'instrument THERMAP ainsi que ses ressources sont résumées dans le tableau 5.5, et sont toutes compatibles avec les spécifications de l'ESA.

Caractéristiques	Valeurs	Spécifications ESA
Dimensions :		
Avec les baffles	$25 \times 18 \times 19 \text{ cm}^3$	$38 \times 34 \times 19 \text{ cm}^3$
Volume :		
Avec les baffles	8550 cm^3	–
Masse :		
Total	4,4 kg	5 kg
Puissance électrique :		
Observation (moyenne)	9,6 Watt	10 Watt
Pic (Étalonnage)	13,6 Watt	–
Volume de données :		
Total	7,5 Gbit	9 Gbit

TAB. 5.5 – Dimensions et ressources de l'instrument THERMAP comparées aux spécifications données par l'ESA.

Le volume et la masse de THERMAP ont été estimés grâce à sa modélisation mécanique sous Catia. Sa consommation électrique, quant à elle, a été calculée en prenant en compte la consommation des deux détecteurs, du miroir d'étalonnage et des deux corps noirs associés, et de l'électronique de l'instrument. Le pic de consommation électrique de l'instrument a lieu lors de son étalonnage lorsque le miroir rotatif à l'entrée de l'instrument est actionné.

Le volume total des données résulte de l'estimation du nombre d'images et de spectres qui seront pris au cours des différentes phases de la mission pour les besoins scientifiques et les besoins d'étalonnage. Les images moyennées afin d'augmenter le rapport signal sur bruit seront réalisées à bord et seul le résultat sera envoyé sur Terre.

Sachant que l'on peut considérer que l'astéroïde cible tourne à sa propre vitesse de rotation devant la sonde, on peut calculer la vitesse de défilement de sa surface devant les pixels de l'instrument THERMAP en fonction de la distance de la sonde à cet astéroïde (cf. Fig. 5.20). La cible actuelle de la mission Marco Polo R, l'astéroïde primitif 341843 (2008 EV5), tourne sur lui-même avec une période de révolution de 3,725 heures [33] pour un diamètre de l'ordre de 450 m [12].

La caractérisation de l'astéroïde par la sonde de Marco Polo R est prévue par l'ESA au cours de son approche en trois grandes étapes : une étape de caractérisation globale éloignée à partir de 10 km de distance, une étape de caractérisation globale à partir de 5 km de distance, et une étape de caractérisation locale à partir de 200 m de distance.

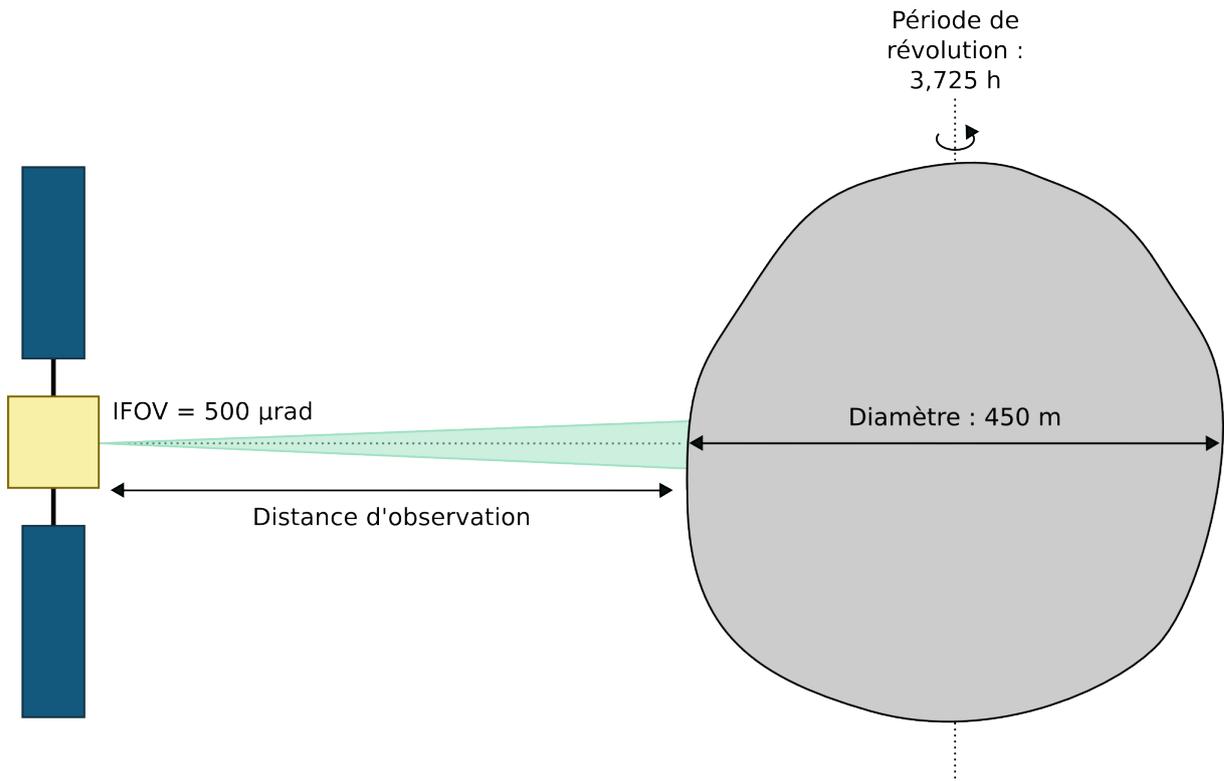


FIG. 5.20 – Schéma représentant le défilement de la surface de l'astéroïde devant les pixels des détecteurs de THERMAP.

En général, on considère que l'on peut faire la moyenne des mesures consécutives d'une même surface sans perte de résolution spatiale si le défilement de cette surface devant le détecteur est inférieur à un demi pixel. Sachant que le champ de vue instantané de THERMAP est de $i\text{FOV} = 500 \mu\text{rad}$, le temps de défilement de l'astéroïde 341843 (2008 EV5) correspondant à un demi pixel est de 0,47 s à une distance de 200 m, 11,75 s à une distance de 5 km, et 23,5 s à une distance de 10 km. Les détecteurs sont réglés pour prendre des images à une fréquence de 30 Hz. On pourra donc faire des moyennes de 14 images consécutives lors de la caractérisation locale, de 355 images consécutives lors de la caractérisation globale, et de 711 images consécutives lors de la caractérisation globale éloignée et ce, sans dégrader la résolution spatiale. Ces moyennes nous permettront d'améliorer le rapport signal sur bruit des données de THERMAP, ce qui est tout particulièrement important pour ses résultats en spectroscopie (cf. sections 4.3 et 4.4).

En conclusion, le tableau 5.5 résumant les principales dimensions et ressources de THERMAP montre que son concept instrumental correspond bien aux spécifications imposées par l'ESA pour le spectro-imageur infrarouge thermique de la mission Marco Polo R. Il remplit ses objectifs scientifiques tout en respectant les contraintes d'un instrument spatial à bord d'une sonde aux ressources limitées.

5.3.3.3 Héritage MERTIS

L'instrument THERMAP bénéficie de l'héritage de l'instrument MERTIS de la mission BepiColombo. En effet, les deux instruments utilisent la même technologie de micro-bolomètres non-refroidis bien que MERTIS utilise la génération précédente de détecteurs, ayant seulement 160×120 pixels de $35 \mu\text{m}$ de côté comparé à 640×480 pixels de $25 \mu\text{m}$ de côté pour THERMAP.

Le concept optique des deux instruments est lui aussi similaire puisque dans les deux cas il s'agit de l'association d'un ensemble trois miroirs anastigmatiques (TMA) pour l'imagerie avec un relais de Offner pour la spectroscopie. La différence essentielle entre ces deux concepts optiques réside dans le très grand champ de THERMAP ($9,5 \times 7^\circ$) par rapport à celui de MERTIS (4° optimisés le long de la fente de spectroscopie). Cette différence tient au fait que MERTIS utilise une barrette de thermopiles placée le long de sa fente de spectroscopie pour faire de l'imagerie reconstruite par pushbroom. Contrairement à THERMAP, MERTIS n'a donc pas de véritable canal imagerie ce qui relâche beaucoup de contraintes imposées sur son TMA par rapport à celui de THERMAP.

L'absence de ce canal imagerie à part entière permet à MERTIS d'être un instrument très compact dont les ressources sont du même ordre de grandeur de celles de THERMAP avec un volume de seulement $18 \times 18 \times 13 \text{ cm}^3$, une masse de 3,4 kg, et une consommation électrique variant entre 8 et 13 W.

5.3.3.4 Proposition instrumentale

Les résultats de l'étude du détecteur micro-bolométrique non-refroidi *Nano640ETM* effectuée lors de cette thèse, nous ont permis de répondre à l'appel d'offres ESA pour une étude de faisabilité d'un spectro-imageur infrarouge thermique pour la mission Marco Polo R. Dans ce cadre, nous avons pu établir des collaborations avec des membres de l'équipe travaillant sur l'instrument MERTIS au centre aérospatial allemand DLR, pour étudier plus avant le système d'étalonnage de THERMAP, et avec des membres travaillant sur le projet JEMEUSO destiné à la Station Spatiale Internationale (ISS) à l'Institut d'Astrophysique des Canaries (IAC), pour étudier l'électronique associée aux deux détecteurs micro-bolométriques.

Notre candidature ayant été retenue pour cette étude tout au long de ma troisième année de thèse, j'ai pu y contribuer directement via la définition du concept instrumental de THERMAP basée sur l'étude faite sur les microbolomètres *Nano640ETM* et la modélisation de son ensemble optique. Le rapport à mi-étude que nous avons réalisé est disponible en annexe C.

Suite à cette étude, le LAM s'est porté candidat avec l'instrument THERMAP à l'appel à propositions instrumentales ESA pour la mission Marco Polo R ouvert le 30 novembre 2012, jour de ma soutenance de thèse. Notre instrument a été sélectionné en février 2013 pour faire partie de la charge utile de la sonde Marco Polo R.

5.3.3.5 Conclusion

Notre sélection par l'ESA pour effectuer une étude de faisabilité d'un spectro-imageur infrarouge thermique basée sur ce détecteur dans le cadre de la mission Marco Polo R, puis la sélection de l'instrument THERMAP pour faire partie de la charge utile de la mission, démontrent bien l'intérêt de la dernière générations de micro-bolomètres non-refroidis pour les applications spatiales.

L'instrument THERMAP a été créé en respectant les contraintes et les spécifications de la mission Marco Polo R, mais il peut aussi être adapté à d'autres besoins en gardant les micro-bolomètres non-refroidis comme détecteurs. Par exemple, dans le cadre d'une mission où une orbite "pushbroom" est envisageable, un spectromètre à transformée de Fourier statique serait probablement préférable au réseau réflectif monté en relai de Offner que nous avons choisi pour THERMAP.

5.4 Article SPIE (Brageot et al., 2012)

Cet article reflète l'avancement de l'étude de faisabilité de THERMAP à mi-étude. J'y décris le contexte de Marco Polo R, l'expérience que j'ai mise en place, et les résultats principaux de la caractérisation du micro-bolomètre *Nano640ETM* en imagerie puis en spectroscopie. Le concept préliminaire de l'instrument THERMAP est présenté dans la dernière partie de l'article.

THERMAP: a mid-infrared spectro-imager based on an uncooled micro-bolometer for space missions to small bodies of the solar system

E. Brageot^{*a}, O. Groussin^a, P. Lamy^a, J.-L. Reynaud^a, G. Fargant^b, J. Licandro^c, J. Helbert^d,
J. Knollenberg^d, E. Kühr^d

^aLaboratoire d'Astrophysique de Marseille – LAM, Université d'Aix-Marseille & CNRS, UMR 7326, 38 rue F. Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France; ^bThalès Alenia Space, Cannes, France; ^cInstituto de Astrofísica de Canarias, Tenerife, Spain; ^dDLR Institute for Planetary Research, Berlin, Germany

ABSTRACT

We report on the feasibility study of a mid-infrared (8-18 μm) spectro-imager called THERMAP, based on an uncooled micro-bolometer detector array. Due to the recent technological development of these detectors, which have undergone significant improvements in the last decade, we wanted to test their performances for the Marco Polo R ESA Cosmic Vision mission. In this study, we demonstrate that the new generation of uncooled micro-bolometer detectors has all the imaging and spectroscopic capabilities to fulfill the scientific objectives of this mission.

In order to test the imaging capabilities of the detector, we set up an experiment based on a 640x480 ULIS micro-bolometer array, a germanium objective and a black body. Using the results of this experiment, we show that calibrated radiometric images can be obtained down to at least 255 K (lower limit of our experiment), and that two calibration points are sufficient to determine the absolute scene temperature with an accuracy better than 1.5 K. Adding flux attenuating neutral density mid-infrared filters (transmittance: 50%, 10%, 1%) to our experiment, we were able to evaluate the spectroscopic performances of the detector. Our results show that we can perform spectroscopic measurements in the wavelength range 8-16 μm with a spectral resolution of R~40-80 for a scene temperature >300 K, the typical surface temperature of a Near Earth Asteroid at 1 AU from the Sun.

The mid-infrared spectro-imager THERMAP, based on the above detector, is therefore well suited for the Marco Polo R mission.

Keywords: Microbolometer, Mid-Infrared, Spectro-Imager, Marco-Polo R, Solar System, ESA, Cosmic Vision

1. INTRODUCTION

The thermal properties of small bodies (e.g., asteroids, comets, Trojan asteroids) in the Solar System contribute extensively to the knowledge of their global physicochemical properties and dynamical evolution. Their determination allows us to constrain the surface properties (roughness, presence of regolith), the surface mineralogical composition, the internal structure through the thermal inertia, the physical processes occurring on the surface (radiation, sublimation of volatiles), and to quantify the Yarkovsky effect that controls the non-gravitational evolution of the orbital parameters of asteroids. The thermal properties are best determined by spatially resolved 2-dimensional mapping of the temperature distribution and composition across the surface of the body. This measurement requires a specific and dedicated instrument, implemented on a spacecraft for a flyby, or a rendezvous mission.

Micro-bolometer arrays are infrared detectors sensitive to radiations in the wavelength range 8 – 18 μm . Thus, they seem well suited to study the thermal properties of small bodies in the inner Solar System (<2.5 AU), where surface temperatures are in the range 200 – 400 K. During the last decade, those detectors have undergone major technological developments. New generation of micro-bolometers (e.g., the ULIS Pico1024E detector) now come in large arrays (up to 1024x768 pixels), low pixel size (down to 17 μm), high sensitivity (NETD <60 mK @ F/1, 300 K, 30 Hz) and operate

*emily.brageot@oamp.fr; phone (+33) 4 91 05 69 55; fax(+33) 4 91 66 18 55; lam.oamp.fr

with the detector stabilized at room temperature around 300 K (uncooled). In addition to their improvements for classical commercial and military applications, the recent technological developments of micro-bolometers have made their use possible and very attractive for interplanetary missions.

The Marco Polo R mission is an asteroid sample return mission, selected by the European Space Agency (ESA) on February 2011 for a 2 years assessment study, in the framework of the ESA Cosmic Vision program. The Marco Polo R mission includes a mid-infrared spectro-imager (8 – 16 μm) in its core scientific payload, and thus offers a unique opportunity to take advantage of the new generation of micro-bolometers as a baseline for this instrument.

In this paper, we report on a feasibility study of THERMAP, a mid-infrared spectro-imager for the Marco Polo R mission based on an uncooled micro-bolometer detector. Using an experiment set up at the Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (section 2), we demonstrate that the new generation of uncooled micro-bolometer detectors has all the imaging (section 3) and spectroscopic (section 4) capabilities to fulfill the scientific objectives of the Marco Polo R mission, and we propose an instrument design based on such detectors (section 5). Conclusions are given in section 6.

2. THE EXPERIMENT

In order to assess the radiometric calibrated imaging and spectroscopic performances of recent micro-bolometer detectors, we set up an experiment at the Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (France). Our experiment is composed of (Figure 1):

- Detector and electronics – An IRXCORE640 module from the INO company (Québec) composed of an uncooled 640x480 micro-bolometer array from the ULIS company¹ (France), its read out electronics and command and control software (Figure 1, left panel).
- Optics – A Surnia Series germanium objective ($f = 50 \text{ mm}$, $f\# = 0.86$) from the Janos Technology company (USA) (Figure 1, middle panel).
- Source – An Omega Engineering Inc. black body with a temperature range of 255 – 420 K and a maximum absolute calibration uncertainty of $\pm 0.2 \text{ K}$. This temperature range covers a large fraction of the expected surface temperature of a Near-Earth Asteroid (NEA) at 1 AU (Figure 1, right panel).
- Filters – A set of neutral density thermal infrared filters with transmittance values of 50%, 10% and 1%, from the EDMUND OPTICS company (USA).

The ULIS 640x480 detector and its electronics, associated with the optics and the black body source, allow assessing the experiment's radiometric calibrated imaging performances, while adding the filters can simulate and quantify its spectroscopic performances. The experiment is performed in a clean room (class 10,000), regulated in temperature and humidity.

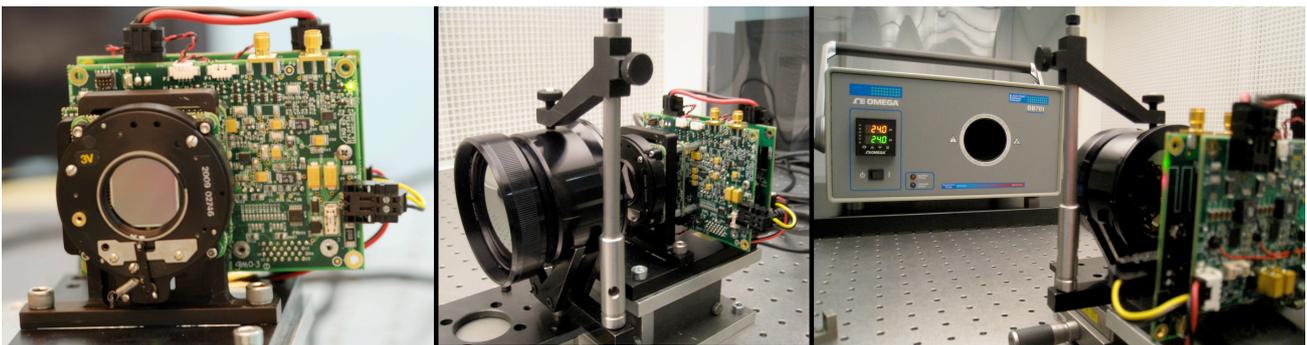


Figure 1. Pictures of our experiment in a clean room at Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. Left panel: Detector and electronics. Middle panel : Optics, detector and electronics. Right panel: Black body source, optics, detector and electronics.

3. RADIOMETRIC CALIBRATED IMAGING PERFORMANCES

The ability to perform radiometric calibrated images is of paramount importance for any space mission to accurately measure the surface temperature of the targeted body. The accuracy of the absolute temperature measurements mainly depends on the noise of the detector and on the calibration technique.

3.1 Detector response and Noise Equivalent Temperature Difference

In order to assess the performances of the ULIS 640x480 detector to perform calibrated images, we first measure its response as a function of the scene temperature in the range 255 – 420 K (defined by the black body characteristics of our experiment) and its noise to evaluate the Noise Equivalent Temperature Difference (NETD). For a micro-bolometer the NETD is a key characteristic that defines its sensitivity as a function of the scene temperature.

According to the Stefan-Boltzmann's law, the response of the detector, $R(T)$, should be proportional to T^4 , where T is the scene temperature. As illustrated on Figure 2, this is indeed the case for our detector in the temperature range 255 – 420 K. At 255 K, the response is not null (i.e., not flat) and still proportional to T^4 , indicating that the detector can measure temperatures <255 K. However, we cannot determine the lower limit with our experiment. As an example, the Imaging Infrared Radiometer (IRR) instrument aboard the CALIPSO satellite, which uses an uncooled micro-bolometer, can measure temperatures down to 210 K (smc.cnes.fr/CALIPSO/GP_irr.htm).

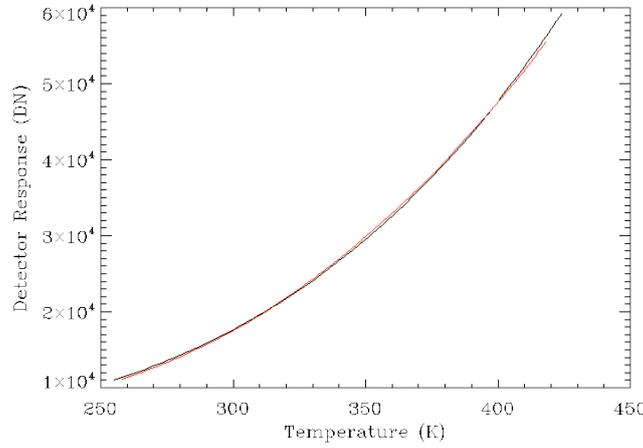


Figure 2. Detector response (DN) as a function of the scene temperature (K). Data points correspond to the red curve. The theoretical response (black curve) is proportional to T^4 .

From the detector response $R(T)$ we can derive the NETD using Eq. (1), where $dR(T)/dT$ is the derivative of the response as a function of scene temperature, and N_{detector} the noise of the detector, estimated to 10 DN with our experiment and independent of the scene temperature.

$$NETD = \frac{N_{\text{detector}}}{dR(T)/dT} \quad (1)$$

The NETD is displayed on Figure 3. According to Eq. (1) the NETD is proportional to T^{-3} . The NETD increases from 15 mK at 400 K to 85 mK at 255 K. An extrapolation to lower temperatures provides a NETD < 0.2 K for any temperatures above 200 K. As we will see in the next section, the radiometric calibrated measurements are mainly limited by the calibration technique, and not by the NETD.

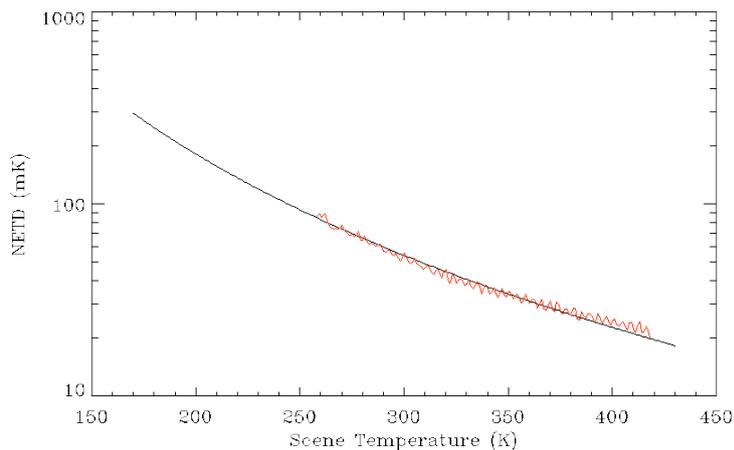


Figure 3. Detector Noise Equivalent Temperature Difference (NETD in mK) as a function of the scene temperature (K). Data points correspond to the red curve. The theoretical NETD (black curve) is proportional to T^{-3} .

3.2 Radiometric calibration

The response of the detector can vary with time. Since the micro-bolometer is very sensitive, any small change of temperature (a few 10's of mK) in the environment (e.g., instrument, optics, detector focal plane) will affect the absolute temperature measurements accuracy. A proper calibration technique is thus required to insure accurate measurements, i.e., typically an absolute temperature accuracy < 2 K.

The response of the detector being linear in T^4 , two calibration points are sufficient to calibrate the response. The calibration points should ideally be evenly distributed over the range of expected scene temperature. In addition to the two calibration points, a third point corresponding to deep space is required to properly estimate the instrumental thermal background and look for any possible changes. A calibration test with two points on our experiment allowed us to obtain an absolute temperature accuracy around 1.5 K over the range 255 – 400 K (including the NETD uncertainty < 0.2 K). Those results will be better in space, with a third point corresponding to deep space, a carefully stabilized thermal environment and no convection thanks to the space vacuum. This calibration technique, including two black bodies at known temperature and deep space, is also the solution selected for the MERTIS² instrument on the Bepi-Colombo mission.

4. SPECTROSCOPIC PERFORMANCES

Spectroscopy is more challenging than imaging. Indeed, compared to imaging, diffraction grating spectroscopy disperses the flux of a given wavelength range over several pixels (depending on the required spectral resolution), which decreases the net flux per pixel. The spectroscopic performances of a flux sensitive detector such as a micro-bolometer can be assessed using flux attenuating neutral density mid-infrared filters, to simulate the effect of a dispersing grating system.

For our study of the performances of the ULIS 640x480 detector, we used 3 attenuating filters, with transmission of 50%, 10% and 1%. For each filter, we measured the response of the detector like in section 3.1. As expected, the response dynamic decreases with decreasing transmission, less flux being available for the detector. More precisely, our experiment shows that the slope of the response is inversely proportional to the transmission, so that for example the slope of the detector response measured with the 10% transmission filter is 1/10 of the slope of the detector response measured without filter. Thanks to this simple proportional law, it is thus possible to derive the response of the detector for any transmission value, using the response with 100% transmission (no filter) as a reference.

The flux transmission T_R of the filter is linked to a given spectral resolution $\Delta\lambda$ using Eq. (2), where T is the temperature of the source, λ the wavelength of observation and B_{Planck} the Planck function. For example, for a source at a temperature $T=400$ K, observed with a spectral resolution $\Delta\lambda=0.1 \mu\text{m}$ around $\lambda=10 \mu\text{m}$, the corresponding transmittance equals $\approx 1\%$.

$$T_R(\lambda, \Delta\lambda, T) = \frac{\int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} B_{Planck}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda=8\mu\text{m}} B_{Planck}(\lambda, T) d\lambda} \quad (2)$$

At this point, since our experiment provides the detector response for any transmission, and since we know the relationship between transmission and spectral resolution (Eq. 2), we can estimate the detector response for any spectral resolution, depending on the temperature of the source and the wavelength of observation. Using the detector response (signal in DN) and the detector noise ($N_{\text{detector}}=10$ DN, see section 3.1), we can derive the signal to noise ratio (SNR). The SNR is used to assess the spectroscopic capabilities of the detector, and depends on the wavelength (λ), the spectral resolution ($\Delta\lambda$) and the source temperature (T).

To simulate spectra, we choose Enstatite because it is a good analog for asteroid composition and it has very narrow characteristic emission features in the range $8 - 11 \mu\text{m}$ that must be spectrally resolved to fulfill the scientific objectives of the Marco Polo R mission. We simulate the instrumental noise using a random Gaussian distribution with one sigma defined by Eq (3), where $R_{\text{Enstatite}}$ is the normalized reflectance of Enstatite and SNR defined in the previous paragraph. This allows us to evaluate the spectroscopic performances of the instrument, and in particular the best spectral resolution we can expect from a micro-bolometer used with a dispersing grating system.

$$\sigma(\lambda, \Delta\lambda, T) = \frac{R_{\text{Enstatite}}(\lambda)}{\text{SNR}(\lambda, \Delta\lambda, T)} \quad (3)$$

The simulated spectra are displayed in Figure 4. In order to properly resolve all the emission features of enstatite, we need a spectral resolution $\Delta\lambda < 0.5 \mu\text{m}$. For only one spectrum, a spectral resolution of $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$ and a surface temperature of 400 K are sufficient to properly resolve all the emission features of enstatite. Lower spectral resolutions ($\Delta\lambda=0.1 \mu\text{m}$) or lower temperatures (≤ 350 K) do not provide identifiable spectra. If we lower the noise level by averaging 10 spectra, which can easily be done while observing the asteroid surface, we can properly resolve all the emission features of enstatite for a temperature ≥ 350 K with $\Delta\lambda=0.1 \mu\text{m}$, or for a temperature ≥ 300 K with $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$.

To conclude, since the expected temperature at the surface of an asteroid at 1 AU is >320 K up to 60° zenithal angle, a spectral resolution of $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$ is sufficient to fulfill the scientific objectives of the Marco Polo R mission. This spectral resolution corresponds to $R = \lambda/\Delta\lambda = 40 - 80$ in the wavelength range $8 - 16 \mu\text{m}$.

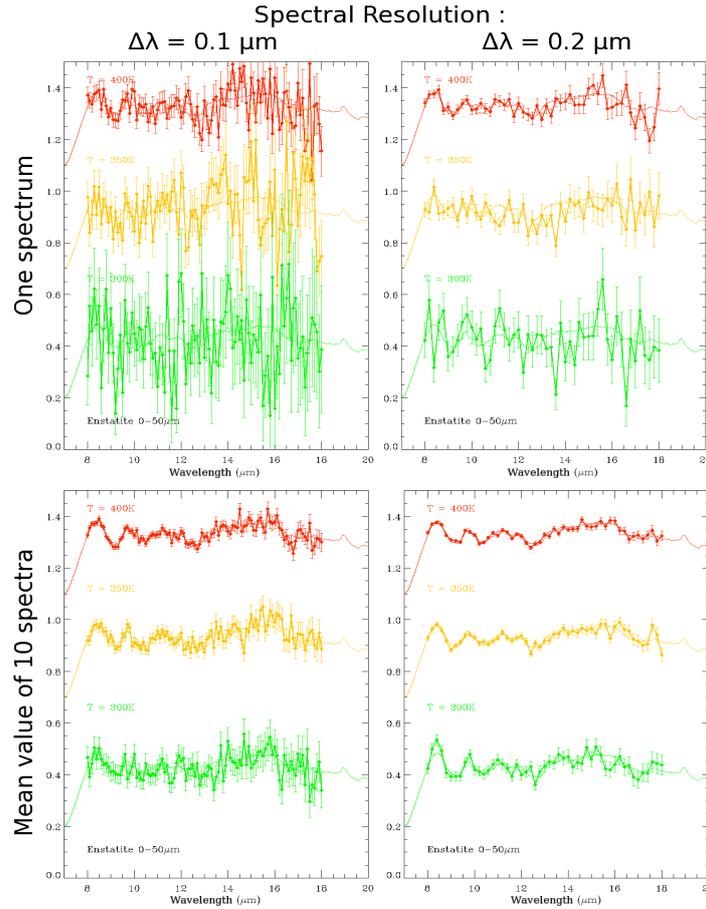


Figure 4. Simulated spectra for enstatite, depending on the spectral resolution ($\Delta\lambda=0.1$ and $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$) and the source temperature ($T=300, 350$ and 400 K). The results are shown for an individual spectrum (top), and for an average of 10 spectra (bottom), which obviously improves the signal over noise ratio.

5. THERMAP PRELIMINARY INSTRUMENT DESIGN

The Marco Polo R mission is an asteroid sample return mission, currently under assessment study at ESA. In the framework of this mission, we are performing a one-year (Jan. 2012 – Dec. 2012) feasibility study of THERMAP, a mid-infrared spectro-imager for the Marco Polo R mission. To fulfill the scientific objectives of the Marco Polo R mission, the THERMAP instrument must have the following capability:

- Determine the surface temperature by mapping the entire surface with an absolute accuracy of at least 5 K (goal 1 K) above 200 K. The surface temperature changes rapidly due to the fast rotation (3.6 hr) of the asteroid, so that the mapping of a given area must be performed rapidly and repeated frequently (order of minute) to achieve 10% accuracy on the thermal inertia.
- Determine the surface composition by mapping the entire surface with a spectral resolution of ~ 70 between 8 and 16 μm .

- The above mappings (temperature and composition) must be performed with a spatial resolution on the order of ~ 10 m for the entire surface (global characterization) and ~ 10 cm for the sampling sites (local characterization).

From these technical requirements, we performed a trade-off analysis to define the most suitable instrumental design. Our favored solution is an instrument with two channels: i) an imaging channel composed of a Three-Mirror Anastigmat telescope (TMA) and a first micro-bolometer detector (focal plane #1), followed by ii) a spectroscopic channel composed of a slit, an Offner relay and a second micro-bolometer detector (focal plane #2). At the entrance of the instrument, before the TMA, a calibration unit allows to alternatively point the asteroid, deep space, and two black bodies at a known temperature. The design of the THERMAP instrument has a strong heritage from the MERTIS² instrument on board Bepi-Colombo.

Figure 5 provides an overview of the preliminary instrument design. THERMAP uses two micro-bolometers arrays (e.g., the ULIS 640x480 detector) with a pixel size of $25 \mu\text{m}$. It has a total field of view of $9.5^\circ \times 7.0^\circ$, an aperture of 25 mm and a focal distance of 50 mm ($F\#=2$). The spectral resolution is $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$, or $R = 40 - 80$ in the wavelength range 8 – 16 μm . It can alternate between 2D imaging and slit spectroscopy using a flip mirror. The calibration is performed with a cycle through the asteroid, two black bodies at known temperature and deep space. The overall mass of the THERMAP instrument is less than 5 kg, with dimensions of about $20 \times 18 \times 13 \text{ cm}^3$.

Our THERMAP design is very flexible in term of operations, which is fundamental for a mission to a binary asteroid system. Indeed, the pole orientation, size and shape of the primary and secondary are currently mostly (if not totally) unknown, and the spacecraft orbits around them likely not stable, which rules out a pushbroom type instrument. Alternative designs based on a Fourier Transform Spectrometer (FTS) may also be suitable, although they are less flexible in term of operations as they require a scanning system. The scanning system of a FTS is also challenging to implement, since it must be mounted in addition to the mandatory calibration unit at the entrance of the instrument, which induces complex mechanisms, critical as single point failure.

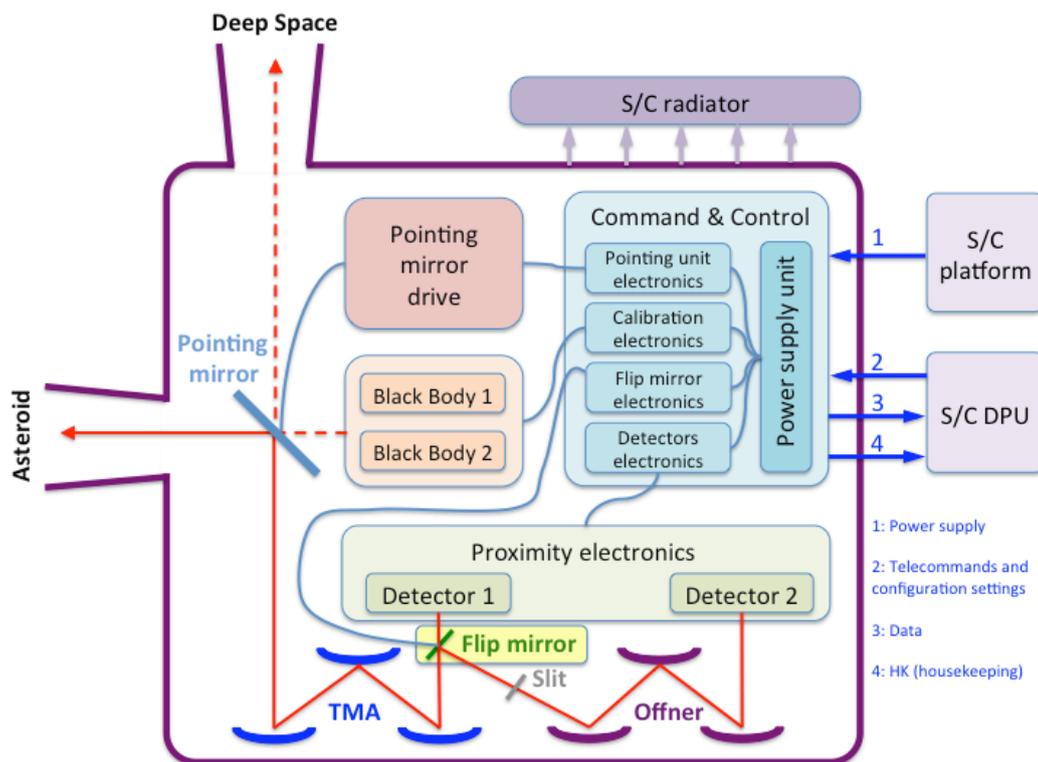


Figure 5. THERMAP preliminary block diagram, showing the main units and functions of the instrument.

6. CONCLUSIONS

In this paper, we have studied the performances of an uncooled micro-bolometer array in the framework of the Marco Polo R asteroid sample return mission. We have demonstrated that such detectors are well suited to fulfill the scientific objectives of this mission, and more generally for any space mission to small bodies in the inner solar system (<2.5 AU). The sensitivity of micro-bolometers is sufficient to perform:

- Images of the surface above 200 K with an absolute accuracy of 1.5 K
- Spectroscopy of a surface above 300 K with a spectral resolution $R = 40 - 80$ in the wavelength range 8 – 16 μm .

The design of THERMAP, a spectro-imager for the Marco Polo R mission, is intended to be very flexible to operate, which is mandatory for a mission to a binary asteroids system. More precisely, it takes advantage of the 2D micro-bolometer detector to perform instantaneous images of the surface like a classical visible camera and to acquire surface spectra with slit spectroscopy. The THERMAP instrument will be proposed for Marco Polo R and any future space missions to small bodies in the inner solar system.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and Thales Alenia Space.

REFERENCES

- [1] Tissot, J. L., « IR detection with uncooled sensors, Infrared Physics & Technology », Volume 46, Issue 1-2, p. 147-153 (2004).
- [2] Hiesinger, H., Helbert, J., and MERTIS Co-I Team, « The Mercury Radiometer and Thermal Infrared Spectrometer (MERTIS) for the BepiColombo mission », Planetary and Space Science, Volume 58, Issue 1-2, p. 144-165 (2010)

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1	Conclusions	188
6.2	Perspectives	189

6.1 Conclusions

Au cours de cette thèse, j'ai fait l'étude du détecteur micro-bolométrique non-refroidi *Nano640ETM* afin d'en tester les capacités en imagerie comme en spectroscopie en vue de son utilisation dans le cadre d'une mission spatiale et en particulier la mission Marco Polo R. Je présente mes conclusions pour les trois objectifs que je m'étais fixés au début de cette thèse.

1 : Profiter des développements technologiques récents sur les micro-bolomètres pour tester leurs applications en imagerie et en spectroscopie dans le cadre d'une mission spatiale vers un petit corps du système solaire.

Les premières études de qualification pour un usage spatial du détecteur *Nano640ETM* ayant été réalisées au CNES au début de ma thèse, nous savions déjà que ce détecteur avait les capacités de résister à une spatialisation et à l'environnement spatial tout en gardant de bonnes performances. Mais cette technologie, moins sensible que les détecteurs infrarouges refroidis classiques, n'avait jusqu'ici pas beaucoup été exploitée pour des applications spatiales scientifiques. Je me suis donc attachée à caractériser le fonctionnement et la sensibilité du détecteur *Nano640ETM*, représentatif de la technologie actuelle des micro-bolomètres non-refroidis, afin d'en déterminer les limites, tout particulièrement dans le domaine exigeant de la spectroscopie dispersive.

Pour cela, j'ai étudié la réponse en température du détecteur, puis l'influence des différents paramètres de fonctionnement auxquels nous avons accès sur sa sensibilité et sur le bruit de ses mesures. J'ai aussi vérifié la stabilité dans le temps de son signal et son homogénéité sur la matrice du détecteur. A l'aide des résultats de cette caractérisation, j'ai pu mesurer le NETD du détecteur dans le cadre de mon expérience, un paramètre clé qui correspond à la plus petite variation en température qu'il peut détecter. J'ai ensuite testé les capacités du détecteur *Nano640ETM* en imagerie radiométrique étalonnée afin d'estimer les erreurs maximales d'étalonnage auxquelles nous sommes confrontés. Enfin, j'ai évalué les performances du détecteur pour des mesures en spectroscopie dispersive en mesurant sa réponse en fonction du flux disponible et en déduisant de ces résultats le rapport signal sur bruit en fonction de la longueur d'onde, de la température de scène, et de la résolution spectrale.

Les résultats de tous ces tests sont très positifs car il démontrent que le détecteur permet de réaliser : i) des images avec un NETD inférieur à 350 mK pour des températures supérieures à 250 K et avec un système optique de rapport d'ouverture $N=0,86$; ii) des études minéralogiques satisfaisantes avec une résolution spectrale de $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour une température de surface supérieure à 350 K avec un système optique de rapport d'ouverture $N=2$ sur des objets tels que les petits corps du système solaire interne; iii) des étalonnages en température avec une erreur absolue de l'ordre de 2 K dans le cadre d'une mission spatiale. L'objectif fixé est atteint.

2 : Répondre aux appels d'offre instrumentaux des agences spatiales pour les futures missions spatiales vers les petits corps du système solaire.

Les bons résultats de l'étude de performances du détecteur $Nano640E^{TM}$ obtenus lors de cette thèse, ainsi que les collaborations qu'il nous a été possible d'établir, nous ont permis de répondre à l'appel d'offres ESA pour une étude de faisabilité d'un an (2012) d'un spectro-imageur thermique dans le cadre de la mission Marco Polo R. La candidature du LAM ayant été retenue, j'ai pu contribuer à cette étude en réalisant l'analyse de compromis donnant naissance au concept optique de l'instrument THERMAP, puis en le modélisant afin d'en permettre l'étude mécanique. Le rapport des résultats à mi-étude est disponible en annexe C.

Suite à cette étude, le LAM a répondu à l'appel à propositions instrumentales de l'ESA pour la mission Marco Polo R, le 30 novembre 2012, avec l'instrument THERMAP, et notre instrument a été sélectionné en février 2013. Notre objectif est atteint au-delà de nos espérances.

3 : Développer une expertise dans le domaine infrarouge thermique au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.

Trois ans passés au LAM sur la thématique des micro-bolomètres non-refroidis nous ont permis de nous familiariser avec les contraintes très particulières des expériences dans ce domaine de longueurs d'onde. Dans le cadre de cette thèse, nous avons mis en place des collaborations avec des experts du domaine, comme par exemple des membres de l'équipe travaillant sur l'instrument MERTIS de la mission BepiColombo au centre aérospatial allemand DLR, ou travaillant sur le projet JEMEUSO destiné à la Station Spatiale Internationale (ISS) à l'Institut d'Astrophysique des Canaries (IAC). Ceci nous a permis de bénéficier pleinement de leur expertise dans le domaine. L'objectif est atteint ici aussi, même si l'expertise développée au LAM ne sera réellement complète que lorsqu'un instrument infrarouge y aura été réalisé.

Les objectifs de cette thèse sont donc tous atteints, et nous pouvons désormais envisager l'étude d'autres futurs instruments infrarouges utilisant la technologie des micro-bolomètres non-refroidis.

6.2 Perspectives

Nous avons identifié trois axes de recherche pour prolonger le travail de cette thèse :

- 1) réaliser une étude plus poussée des performances spectroscopiques du détecteur $Nano640E^{TM}$;
- 2) effectuer une nouvelle étude instrumentale pour une autre mission vers les petits corps du système solaire interne ;
- 3) explorer les différentes pistes de miniaturisation possibles pour un tel instrument.

6.2.1 Étude plus poussée des performances spectroscopiques

Pour mesurer les performances en spectroscopie dispersive du détecteur *Nano640ETM*, j'ai fait appel à des filtres infrarouges à densité neutre au lieu d'utiliser des réseaux de diffraction car je ne connaissais pas a priori la résolution spectrale que l'on pourrait atteindre en gardant un rapport signal sur bruit raisonnable. Maintenant que cette résolution est définie, il faudrait valider les performances que nous avons simulées à l'aide d'un montage plus classique afin de s'assurer que tous les effets ont bien été pris en compte.

De plus, nous avons vu que le rapport d'ouverture du système optique utilisé avait une influence directe sur le rapport signal sur bruit des spectres obtenus. J'ai simulé différents rapports signal sur bruit correspondants à différents rapports d'ouverture sur ces spectres. Encore une fois, vérifier le comportement obtenu à l'aide de différents montages optiques serait idéal pour valider nos résultats.

Dans le cadre de THERMAP, la meilleure validation possible de ses performances simulées serait la réalisation d'un démonstrateur spectroscopique.

6.2.2 Les missions futures

En plus de Marco Polo R, trois autres missions de retour d'échantillon d'astéroïde ou de comète sont en cours de phase d'étude ou de réalisation, les missions Osiris Rex (NASA), Hayabusa 2 (JAXA) et CSSR (Comet Surface Sample Return, NASA).

La mission OSIRIS-REx (Origins Spectral Interpretation Resource Identification Security Regolith Explorer) de la NASA, planifiée pour 2016, a pour objectif principal de ramener un échantillon du sol de l'astéroïde géocroiseur (101955) 1999 RQ36 pour permettre son analyse. Elle a été sélectionnée en tant de troisième mission du programme "New Frontiers" en mai 2011. OSIRIS-REx emportera à son bord une caméra thermique afin d'observer la surface de son astéroïde cible [52]. Tous les instruments à son bord ont déjà été sélectionnés.

La mission Hayabusa 2 de l'agence spatiale japonaise JAXA doit succéder à la première mission Hayabusa ("Faucon pèlerin" en japonais) qui avait déjà prélevé et ramené avec succès sur Terre en 2010 un échantillon de quelques grammes de l'astéroïde Itokawa. Son lancement est prévu en 2014 pour aller visiter l'astéroïde (162173) 1999 JU3, et sa charge utile comprend une caméra infrarouge thermique à son bord [49]. Les instruments de cette mission ont déjà été définis et il n'est donc pas possible de faire une proposition instrumentale.

La mission CSSR (Comet Surface Sample Return) de la NASA a pour objectif le retour d'échantillons d'une comète. Pour caractériser la région de la surface de la comète échantillonnée, celle-ci doit être observée en détails à l'aide de deux caméras visibles et d'une caméra infrarouge thermique. CSSR est encore en concurrence avec d'autres missions de la NASA pour obtenir son financement en tant que quatrième mission du programme "New Frontiers" d'exploration du système solaire de classe moyenne commencé en 2002 [85]. La NASA communiquera son choix en 2016.

Dans l'éventualité où la mission CSSR accepte des contributions instrumentales issues de l'Union Européenne, il est possible d'effectuer une nouvelle étude instrumentale pour créer un imageur adapté à ses exigences en utilisant des détecteurs micro-bolométriques

non-refroidis, sachant que supprimer le canal spectroscopie simplifiera et allégera l'instrument par rapport à THERMAP. Nous sommes en contact avec Hal Weaver, le porteur de la mission (PI) CSSR, à ce propos.

6.2.3 Miniaturisation instrumentale

La demande pour des instruments miniaturisés devient de plus en plus importante avec l'essor actuel des mini- (100 kg à 1 tonne), micro- (10 à 100 kg), et nano-satellites (1 à 10 kg) d'observation de la Terre, qui permettent d'accéder à l'espace en utilisant des lanceurs plus petits ou en partageant la charge utile, et donc le prix, d'un lanceur plus gros.

Dans cette perspective, il est intéressant de réfléchir aux différents moyens possibles pour diminuer la masse et l'encombrement des instruments d'observation infrarouges thermiques.

6.2.3.1 Avec des détecteurs micro-bolométriques

Nous avons vu dans cette thèse que les micro-bolomètres non-refroidis compensent leur manque de sensibilité par rapport aux détecteurs quantiques par l'avantage pratique de ne pas utiliser de système de refroidissement cryogénique. Outre le problème de durée de vie de l'instrument, cela permet surtout de le miniaturiser en limitant sa masse et son volume dans le cadre d'une application spatiale.

En conservant des détecteurs micro-bolométriques non-refroidis, on peut imaginer deux aspects instrumentaux d'un imageur ou d'un spectro-imageur thermique dont le volume peut être minimisé : les optiques et la calibration.

Les optiques :

Si la compacité d'un instrument est considérée plus importante que les inconvénients posés par le chromatisme et les problèmes de différences de coefficients de dilatation thermique des matériaux, alors il peut être plus intéressant de recourir à un système optique réfractif (cf. Tab. 5.1), plus simple à miniaturiser qu'un système réfléchissant car les lentilles peuvent être directement accolées les unes aux autres le long de l'axe optique.

Une autre piste apparue plus récemment dans ce domaine concerne les détecteurs micro-bolométriques courbes, développées dans le cadre de la thèse de Delphine Dumas réalisée au sein du CEA Léti à Grenoble [28]. Courber ainsi un détecteur sans dégrader ses performances permet de corriger directement une des quatre principales aberrations optiques : la courbure de champ. Une contrainte sur le concept optique est donc relâchée, ce qui lui permet d'être simplifié ou miniaturisé en supprimant par exemple une lentille du système (cf. Fig. 6.1). Cette piste prometteuse devra être explorée plus avant, même si la réalisation de détecteurs courbes n'a pas encore atteint un degré de maturité suffisant pour qu'ils soient spatialisés.

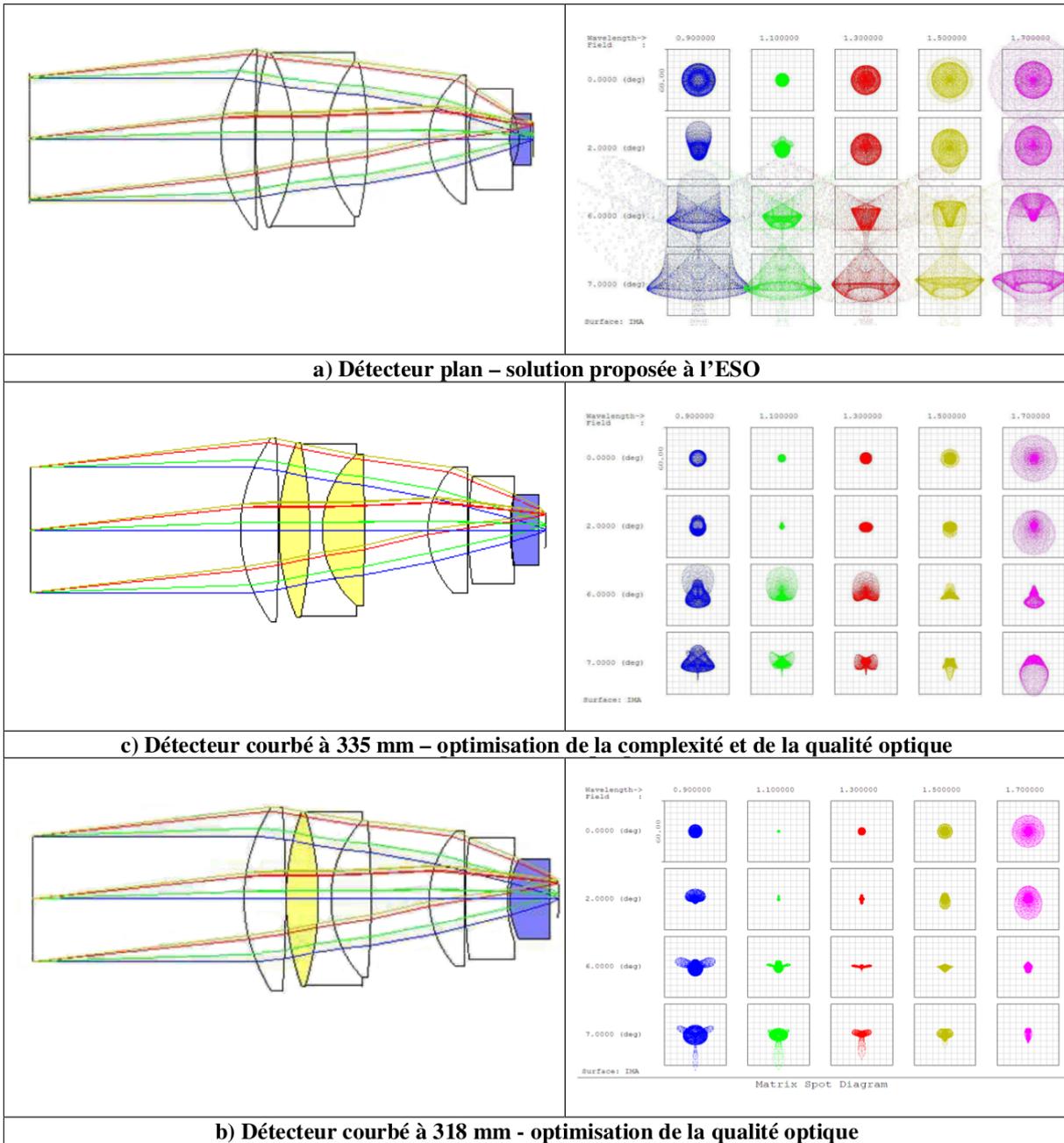


FIG. 6.1 – Comparaison de l’architecture d’un instrument développé par le consortium OPTIMOS-EVE répondant à l’appel d’offres lancé en 2007 par l’ESO (European Southern Observatory) pour équiper l’E-ELT (European-Extremely Large Telescope), avec un détecteur : a) plan et b) et c) courbé [28]. A gauche : schéma optique, avec en jaune : les lentilles asphériques devenues sphériques et en bleu suppression d’une lentille dans le triplet proche du plan focal. A droite : réponse impulsionnelle (“Spot diagram”).

L'étalonnage :

L'ensemble d'étalonnage d'un instrument est un système volumineux dans le cas de THERMAP car elle comprend un miroir rotatif à l'entrée de l'instrument, deux corps noirs embarqués, et un miroir pour agrandir le corps noir chaud contrôlé activement en température.

Nous avons vu, lors de l'étude de l'étalonnage du détecteur (cf. section 3.1), qu'il était possible d'utiliser deux points de référence dans la gamme de températures visée, mais que l'on pouvait aussi n'en utiliser qu'un seul en prenant l'hypothèse que la réponse du détecteur ne varie pas beaucoup au cours du temps. Cette hypothèse est risquée car le détecteur est soumis à des radiations une fois spatialisé, ce qui limite la validité dans le temps d'une telle calibration.

Quoiqu'il en soit, il est envisageable pour un instrument miniature de supprimer le miroir rotatif de calibration et les deux corps noirs, et de les remplacer par un obturateur contrôlable (activement ou passivement) en température. En cas de problèmes d'inhomogénéité en température de cet obturateur, la correction des niveaux de réponse du détecteur peut être entreprise par le satellite lui-même en dirigeant l'instrument vers l'espace profond, ajoutant ainsi un nouveau point de référence. Cette piste intéressante a d'ailleurs été utilisée pour les caméras infrarouges MIR 1 et 2 de la mission de faible durée LCROSS de la NASA pour observer l'impact d'un étage de sa fusée Centaure sur la surface de la Lune (cf. Fig. 6.2), la précision radiométrique absolue n'étant pas importante dans ce cadre.

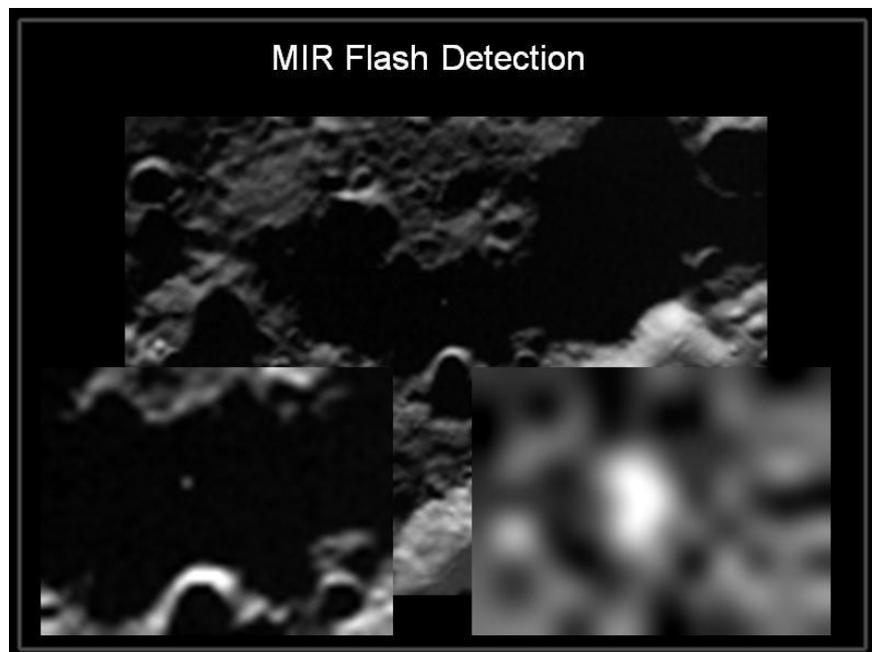


FIG. 6.2 – Image infrarouge obtenue par les caméra MIR de la mission LCROSS de l'impact d'un étage de sa fusée Centaure sur la surface de la Lune.

6.2.3.2 Avec des détecteurs issus d'autres technologies

En annexe de cette thèse, je présente les différentes technologies de détecteurs infrarouges sensibles à des longueurs d'onde comprises entre 5 et 25 μm (cf. Annexe A). Parmi les détecteurs quantiques qui y sont cités, il existe des détecteurs encore en plein développement appelés QDIP pour Quantum Dot Infrared Photodetector.

Il est possible pour ces détecteurs issus de la technologie des QWIPs (Quantum Well Infrared Photodetectors), de mesurer simultanément plusieurs bandes étroites de longueurs d'onde en alternant différents matériaux (par exemple : 3-5 μm et 8-10 μm , ou 8-10 μm et 10-12 μm), ce qui pourrait ainsi supprimer la nécessité d'utiliser un canal dédié à la spectroscopie si l'on se contente de la résolution spectrale offerte par le détecteur en lui-même.

Actuellement, il est possible d'utiliser les QDIPs à des températures de plan focal allant jusqu'à 150 K mais des projections sur l'évolution de cette technologie prévoient que ces détecteurs puissent être utilisés à température ambiante (300 K), et donc être qualifiés de non-refroidis, d'ici 5 à 10 ans de développement [9, 60]. Ils deviendraient alors de très sérieux concurrents aux micro-bolomètres en tant que détecteurs pour les applications infrarouges miniaturisées.

Plus généralement, et au-delà de cette thèse sur les micro-bolomètres, l'intérêt et l'évolution des technologies de l'infrarouge thermique sont tels que j'espère que les caméras infrarouges seront bientôt aussi courantes que les caméras visibles à bord des missions spatiales.

Annexes

Annexe A

Les différentes technologies de détecteurs dans le domaine infrarouge thermique

Pour cette thèse, nous nous intéressons à des petits corps du système solaire interne dont la température peut varier de 100 à 600 K (5 à 0,5 UA), soit à des longueurs d'onde comprises entre 5 et 25 μm . Je ne présente donc que les principales technologies de détecteurs infrarouges adaptés à ce domaine.

On peut distinguer deux grandes familles de détecteurs infrarouges. Les détecteurs à effets quantiques d'une part, qui reposent sur la détection de photons en fonction de leur quantité d'énergie. Les détecteurs à effet thermique d'autre part, qui ont une partie sensible dont les caractéristiques physiques varient avec la température.

A.1 Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques mesurent un rayonnement grâce aux transitions électroniques entraînées par l'interaction entre un matériau et un photon.

A.1.1 Les détecteurs photo-conducteurs et photo-voltaïques

Dans le cas d'un détecteur photo-conducteur, le photon interagit avec un électron de la bande de valence d'un milieu semi-conducteur. S'il lui fournit assez d'énergie, cet électron pourra alors sauter une bande d'énergie interdite communément appelée "gap" pour passer dans la bande de conduction, laissant un trou derrière lui dans la bande de valence. Il suffit alors de polariser le matériau pour voir apparaître un courant provoqué par le mouvement des porteurs de charge, les électrons photo-excités et des trous qu'ils ont laissés dans la bande de valence. La variation de conductivité électrique du matériau est ainsi proportionnelle au nombre de photons détectés.

La largeur de la bande d'énergie interdite définit l'énergie minimum que doit apporter le photon pour être détecté. Comme l'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde λ selon la formule de Planck, $E = hc/\lambda$, jouer sur la largeur de ce

”gap” permet donc de sélectionner la longueur d’onde maximale à laquelle est sensible le détecteur.

Néanmoins les semi-conducteurs intrinsèques, c’est à dire sans aucune impureté pouvant modifier le comportement de la bande d’énergie interdite, ne permettent pas la détection de rayonnements infrarouges car leur ”gap” est trop élevé. Dans ce but, ces semi-conducteurs ont été modifiés en insérant certains atomes dans leur structure cristalline afin de créer un excès de porteurs de charge. On parle alors de semi-conducteurs extrinsèques de type N s’ils ont un excès d’électrons, ou de type P s’ils ont un excès de trous. Ce dopage crée des niveaux d’énergie intermédiaires autorisés dans la bande d’énergie interdite. Ceci a pour effet de diminuer artificiellement le ”gap” de façon à pouvoir détecter des rayonnements à des longueurs d’onde plus importantes (voir Fig. A.1).

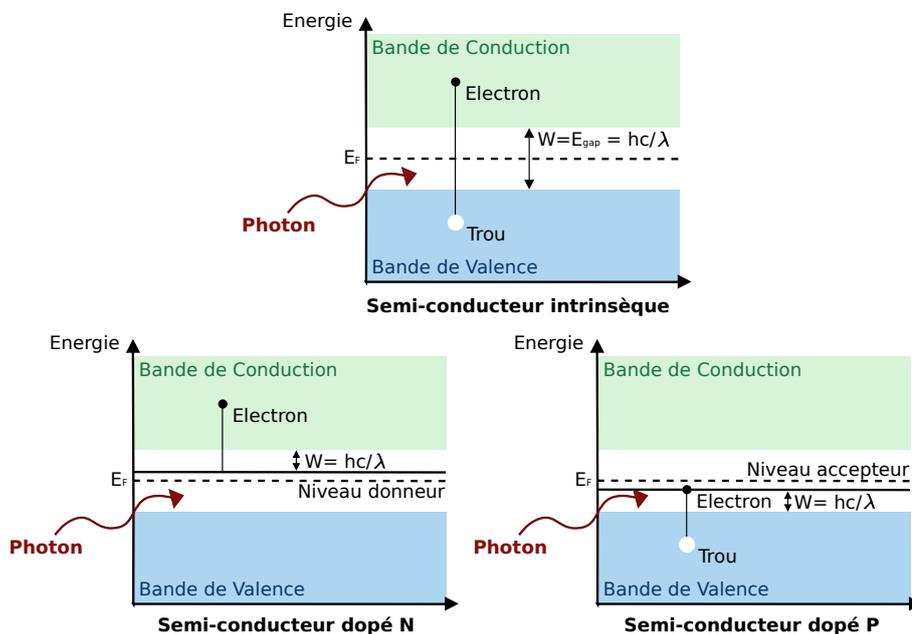


FIG. A.1 – Schéma du principe de fonctionnement des détecteurs photo-conducteurs dans trois cas de figure : un semi-conducteur intrinsèque (non-dopé), un semi-conducteur dopé N (excès d’électrons) et un semi-conducteur dopé P (manque d’électrons). Un photon incident d’énergie supérieure ou égale à W peut créer une paire électron-trou dans le semi-conducteur, faisant passer un électron dans la bande de conduction, ou dans le niveau accepteur pour un semi-conducteur dopé P et changeant ainsi la conductivité électrique du matériau. Le niveau de Fermi d’énergie E_F illustre le niveau d’énergie maximal que peuvent atteindre les électrons dans le matériau à la température de 0 K. Au delà de cette température, les électrons ont une probabilité croissante de dépasser ce niveau d’énergie par agitation thermique.

Ces deux types de semi-conducteurs ont ensuite été associés sous forme de jonctions PN ou de jonctions PIN en y insérant un semi-conducteur intrinsèque. Les différents dopages mis en présence dans la jonction créent une différence de potentiel permettant de séparer les paires électron-trous créées par l’interaction des photons avec le matériau. On

peut alors les utiliser comme cellules photo-voltaïques ou encore photo-diodes [73].

Pour les cellules photo-voltaïques du domaine de l'infrarouge thermique, c'est à dire pour des longueurs d'ondes comprises entre 5 et 25 μm , le semi-conducteur le plus utilisé est le Tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) car il peut facilement s'adapter à une bande spectrale en fonction de son dopage [73]. Mais dans ce domaine d'énergies assez faibles, il devient nécessaire de refroidir le détecteur à des températures cryogéniques (de l'ordre de 77 K ou moins) afin de diminuer au maximum le nombre d'électrons effectuant une transition électronique par agitation thermique, aussi appelé le bruit thermique, par rapport au nombre d'électrons effectivement arrivés dans la bande de conduction grâce à des photons incidents. En effet, les vibrations du réseau cristallin dues à la température du matériau peuvent aussi provoquer ces transitions électroniques et doivent être limitées au maximum.

A.1.2 Les détecteurs à puits quantiques

Les détecteurs à puits quantiques, aussi appelés QWIP pour Quantum Well Infrared Photodetector, sont des détecteurs quantiques dont le principe a été proposé pour la première fois en 1970 par Esaki et Tsu [30].

Comme leur nom l'indique, le fonctionnement de ces détecteurs repose sur la quantification de l'énergie des électrons au sein d'un puits quantique. Un puits quantique pouvant se définir par un puits de potentiel aux dimensions si petites qu'elles y entraînent une discrétisation des niveaux d'énergie possibles conformément aux règles de la physique quantique. Un photon incident d'énergie bien précise pourra permettre à un électron piégé d'effectuer une transition entre le niveau d'énergie fondamental et le premier niveau excité du puits. C'est cette transition qui fera varier la conductivité électrique du matériau qui pourra ensuite être mesurée (voir Fig. A.2).

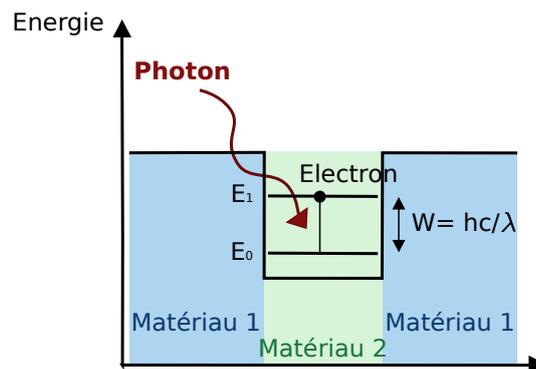


FIG. A.2 – Schéma du principe de fonctionnement des détecteurs à puits quantiques : une alternance de couches de matériaux de potentiels différents crée un puits de potentiel ; si ce puits est de dimensions suffisamment petites, l'énergie des électrons qui y sont piégés est quantifiée ; seule l'absorption d'un photon d'une énergie égale à l'énergie de transition entre deux niveaux W peut permettre à un électron piégé d'effectuer une transition ; cette transition fait varier la conductivité électrique du matériau qui peut ensuite être mesurée.

Ce type de détecteur n'est donc sensible qu'à une bande étroite de longueurs d'onde dépendante des caractéristiques du puits quantique utilisé. Par exemple, pour un pic d'absorption centré à 9 μm , la largeur à mi-hauteur de ce pic est d'environ 1 μm . Mais il est possible au sein d'un même détecteur d'utiliser plusieurs couches de puits quantiques de caractéristiques différentes afin de pouvoir mesurer simultanément plusieurs bandes étroites de longueurs d'onde (par exemple : 3-5 μm et 8-10 μm , ou 8-10 μm et 10-12 μm).

Ces puits quantiques sont réalisés en alternant des couches d'épaisseur nanométrique de matériaux semi-conducteurs ayant des bandes de conduction de niveaux d'énergie légèrement différents. L'alternance de potentiels plus hauts et plus bas génère une série de puits de potentiels. Dans ce but, on utilise le plus souvent une structure de multi-couches d'arséniure de gallium (GaAs) et d'arséniure de gallium et d'aluminium (AlGaAs) [73].

Comme pour les cellules photo-voltaïques, les QWIPs doivent être refroidis à des températures cryogéniques (77 K ou moins) afin que leur signal ne soit pas noyé dans le bruit thermique lié à la température du matériau.

De plus, à cause de leur structure en multi-couches, les QWIPs ne sont pas sensibles à la lumière en incidence normale. Ils doivent donc être associés à une couche supplémentaire de réseaux en réflexion afin d'augmenter leur sensibilité.

Le principe de fonctionnement des QWIPs a donc été repris et amélioré pour créer un nouveau type de détecteur, les QDIPs pour Quantum Dot Infrared Photodetector [73].

Ici, au lieu d'utiliser des puits quantiques, on utilise des boîtes quantiques au sein desquelles l'énergie des électrons piégés est quantifiée. En pratique, ces boîtes quantiques sont réalisées à l'aide d'inclusions de taille nanométrique d'un semi-conducteur dans un autre, en jouant sur la différence de potentiel entre les deux matériaux. Grâce à ces boîtes, les électrons sont piégés selon les trois dimensions de l'espace, ce qui lui permet d'absorber la lumière en incidence normale sans avoir besoin de couplage optique. De plus, grâce à une séparation énergétique plus grande dans ces boîtes quantiques par rapport à l'énergie dégagée par les vibrations du réseau cristallin, ces détecteurs sont moins sensibles à leur propre température. Ce qui permet de les utiliser à des températures un peu plus élevées que les QWIPs (150 K ou moins) [9].

A.2 Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques mesurent un flux lumineux en réchauffant ou en refroidissant un matériau dont une des caractéristiques physiques varie avec la température. Contrairement aux détecteur quantiques, le signal n'augmente pas en fonction du temps en comptant les photons incidents jusqu'à ce que l'intégration soit stoppée, mais il se met plutôt à l'équilibre par rapport au signal entrant au bout d'un temps de réponse caractéristique comme un système de premier ordre (voir Fig. A.3).

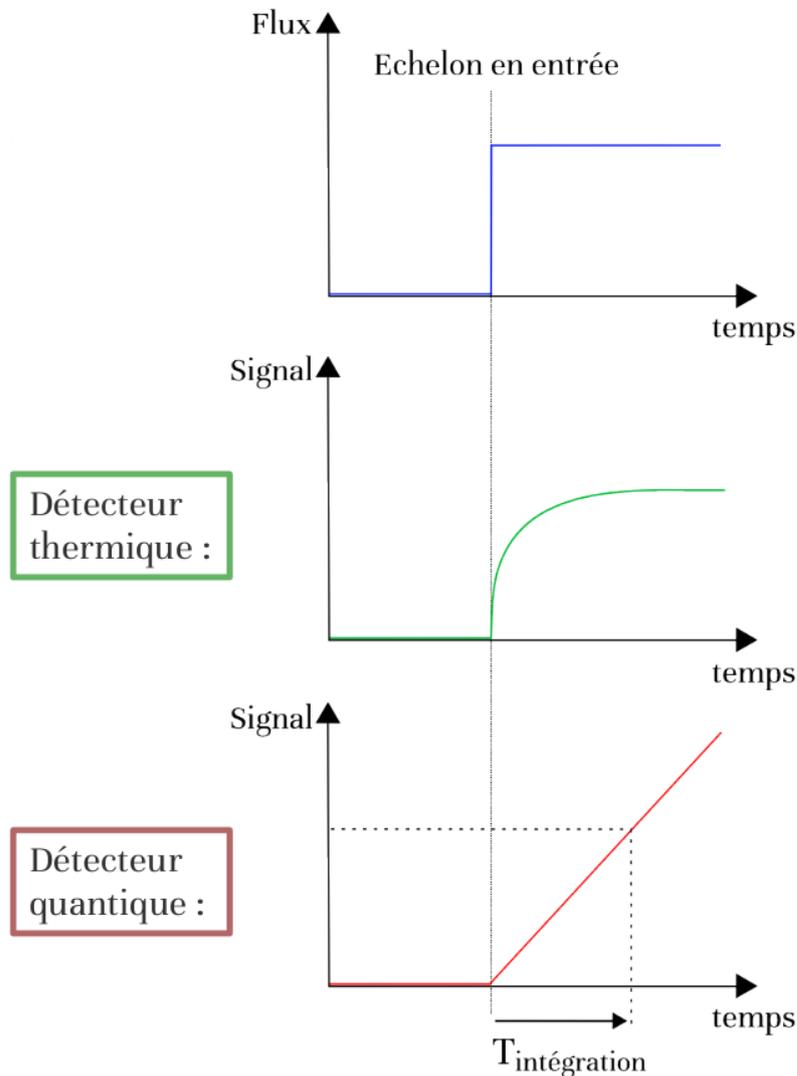


FIG. A.3 – Schéma du principe de la réponse en fonction du temps d'un détecteur quantique (en rouge) comparée à celle d'un détecteur thermique (en vert) face à un échelon de signal en entrée (en bleu).

A.2.1 Les détecteurs pyroélectriques

Dans le cas d'un détecteur pyroélectrique, le matériau sensible voit sa polarisation électrique spontanée changer avec sa température.

Ce type de détecteur est généralement composé d'une plaque absorbante aux rayonnements infrarouges accolée sur une plaque de matériau pyroélectrique [73]. Polarisé en tension, le changement de température des deux plaques entraîne la génération de charges dans le matériau pyroélectrique qui sont collectées à l'aide de deux électrodes. Polarisé en courant, ce changement de température entraîne l'apparition d'une différence de potentiel temporaire dans le matériau pyroélectrique qui est mesurée à l'aide de deux électrodes.

Ces détecteurs sont donc surtout utilisés pour mesurer des flux lumineux modulés ou pulsés car la génération de charges n'a lieu que brièvement suite à un changement de température (voir Fig. A.4).

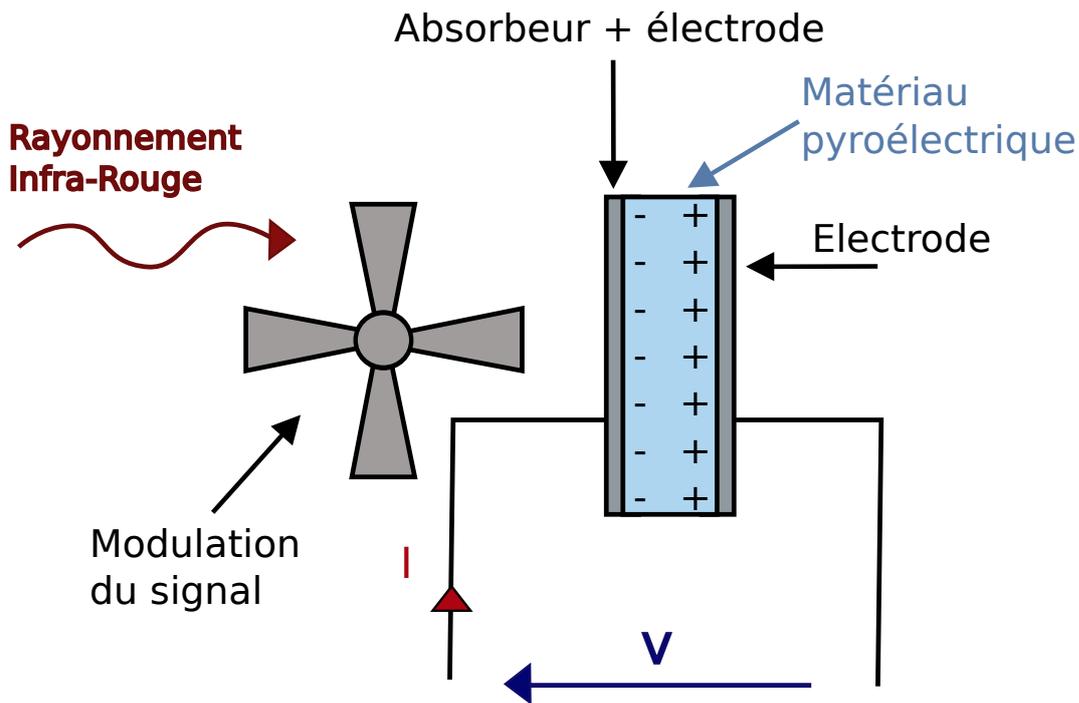


FIG. A.4 – Schéma du principe de fonctionnement d'un détecteur pyroélectrique : le flux incident est modulé par découpage optique, lorsqu'il arrive jusqu'au détecteur, il est absorbé par une surface métallisée qui chauffe alors le matériau pyroélectrique ; suite à cet échauffement, le matériau sensible génère des charges électriques au niveau de sa surface, qui sont lues par deux électrodes.

A.2.2 Les détecteurs thermoélectriques

Les détecteurs thermoélectriques sont basés sur la technologie des thermocouples.

Un thermocouple est formé par la jonction de deux métaux différents. Une élévation de la température locale à la jonction des deux métaux provoque l'apparition d'une force électromotrice que l'on peut mesurer à l'aide d'un voltmètre. L'amplitude de la tension mesurée dépend de la différence de température entre cette jonction et des extrémités des deux métaux. Ces extrémités sont donc généralement stabilisées à une température connue afin de pouvoir déduire la valeur de la température de la jonction qui est exposée aux rayonnements infrarouges que l'on veut mesurer (voir Fig. A.5).

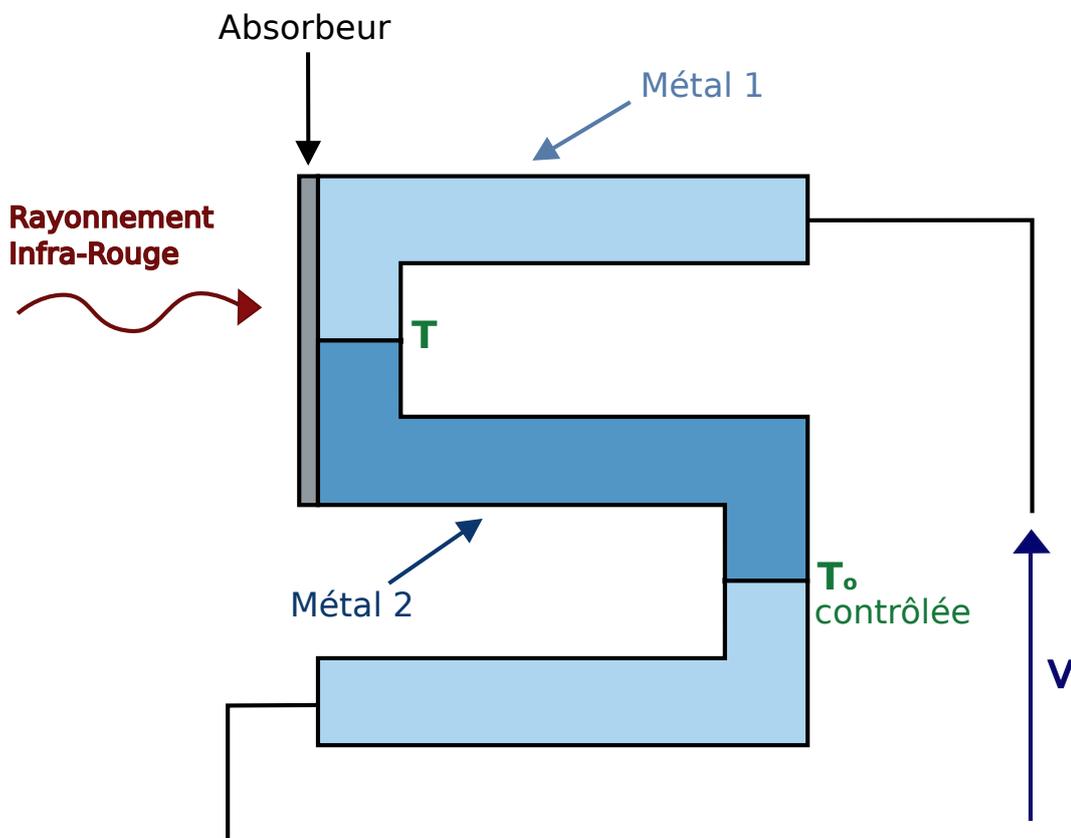


FIG. A.5 – Schéma du principe de fonctionnement d'un thermocouple : le flux incident est absorbé par une surface dédiée qui chauffe alors une des jonctions entre les deux métaux à la température T , tandis que la deuxième jonction est contrôlée à la température T_0 ; la différence de température entre les deux jonctions génère une tension V que l'on peut mesurer.

Plusieurs thermocouples peuvent être connectés en série ou en parallèle afin d'améliorer la mesure de température. On parle alors de thermopile.

Ces détecteurs sont surtout utilisés pour mesurer des flux lumineux continus [73].

A.2.3 Les détecteurs pneumatiques

Aussi appelés sondes de Golay, ces détecteurs infrarouges utilisent la dilatation d'un gaz lorsqu'il est réchauffé par un rayonnement incident pour déformer une membrane élastique éclairée, dont le reflet est surveillé par une photodiode. La variation du signal de la photodiode permet donc de mesurer le flux infrarouge incident (voir Fig. A.6) [35].

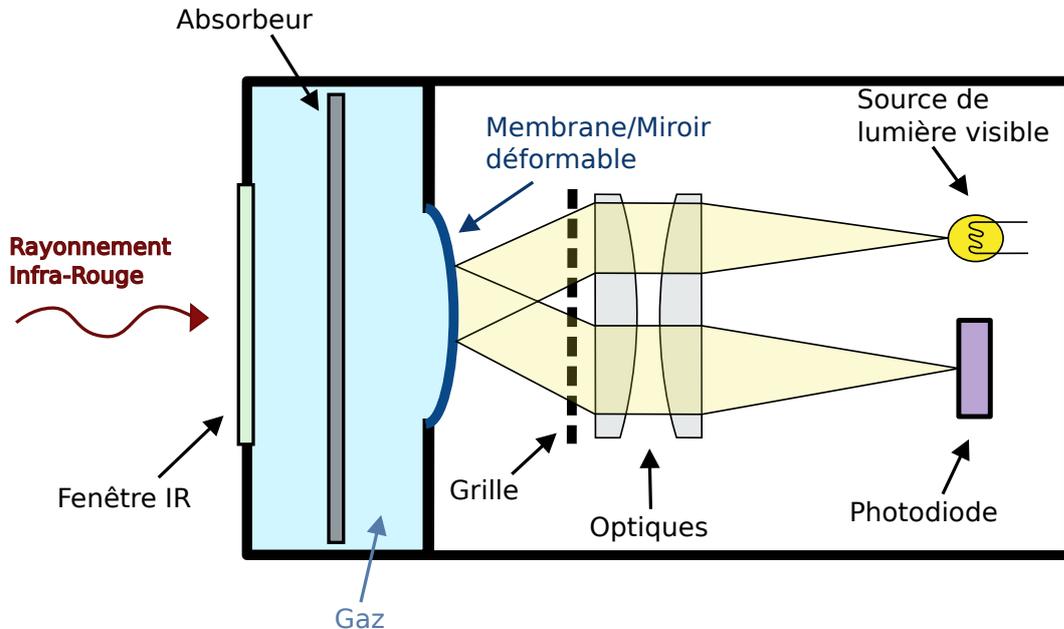


FIG. A.6 – Schéma du principe de fonctionnement d'un détecteur pneumatique (cellule de Golay) : le flux incident est absorbé par une surface dédiée qui chauffe le gaz l'environnant, déformant ainsi une membrane sur laquelle est déposé un miroir ; l'image de la grille sur la photodiode est alors déplacée en fonction de la température du gaz.

Ce type de détecteur est assez peu utilisé car, de par sa conception, il est très sensible aux vibrations et donc inadapté aux mesures sur le terrain.

A.3 Les matrices de micro-bolomètres

Comme leur nom l'indique, les matrices de micro-bolomètres sont des détecteurs pour lesquels chaque pixel servant à acquérir une image est un bolomètre miniaturisé [73].

Les bolomètres sont des détecteurs thermiques qui utilisent un matériau conducteur ou semi-conducteur dont la résistance électrique varie avec la température. Ce matériau est relié à une surface absorbante pour les rayons infrarouges et polarisé en tension ou en courant afin de mesurer la variation de résistance correspondant au flux lumineux absorbé.

Or, ces bolomètres doivent impérativement être refroidis à des températures cryogéniques afin de ne pas fausser leurs mesures en mesurant leurs propres variations de chaleur dues principalement à l'effet Joule. Ce refroidissement leur permet d'atteindre une telle sensibilité qu'il peuvent mesurer des variations de température inférieures à $10 \mu K$ autour

de 3 K (fond diffus cosmologique) dans le cas par exemple des bolomètres de l'instrument haute fréquence HFI du satellite Planck [51].

Pour pouvoir mesurer les températures du domaine infrarouge thermique (environ 100 à 600 K) sans système de refroidissement cryogénique, les micro-bolomètres reprennent le même principe de fonctionnement que les bolomètres, mais miniaturisé et la partie sensible est isolée thermiquement le plus efficacement possible de son environnement afin de pouvoir limiter le bruit thermique et s'affranchir d'un coûteux refroidissement cryogénique. Pour cela, cette surface sensible est placée sous vide et ses deux inévitables contacts électriques la relie à un support minutieusement stabilisé en température.

De plus, le réchauffement des pixels par effet Joule est minimisé en ne polarisant les pixels que très brièvement lors de leur lecture. Le signal dû à la polarisation elle-même est soustrait à l'aide de pixels aveugles. Ces pixels fonctionnent dans les mêmes conditions que les pixels actifs mais ne sont pas exposés aux rayonnements incidents.

Les micro-bolomètres gagnent ainsi un avantage pratique important vis à vis des bolomètres, mais aux dépens de leur sensibilité et de leur précision de mesure qui y perd au moins trois ordres de grandeur, pour être de l'ordre de 50 mK [65].

Ces détecteurs micro-bolométriques, objets de cette thèse, sont décrits plus en détails dans le deuxième chapitre de ce manuscrit.

A.4 Avantages et inconvénients des micro-bolomètres

A.4.1 Par rapport aux détecteurs quantiques

Les matrices de micro-bolomètres sont moins sensibles d'un ordre de grandeur [73] et ont une réponse plus lente de plusieurs ordres de grandeur que les détecteurs quantiques. Elles présentent néanmoins des avantages non-négligeables pour les applications spatiales.

En effet, contrairement aux matrices de micro-bolomètres, les détecteurs quantiques ont besoin d'être refroidis à des températures cryogéniques pour diminuer leur courant d'obscurité. Il faut donc prévoir l'utilisation d'un cryostat dont la capacité en liquide cryogénique est limitée. Or, à bord d'un vaisseau spatial, il n'est pas question de remplir le cryostat à intervalles réguliers. Donc, soit il faut se résoudre à emporter un réservoir conséquent de liquide cryogénique, soit il faut en limiter drastiquement l'utilisation, sachant que dans tous les cas, le temps d'utilisation dans de bonnes conditions du détecteur quantique est limité par la qualité et la capacité de son cryostat. Par exemple, dans le cas de la mission *HERSCHEL*, le réservoir cryogénique principal a une durée de vie limitée à environ 3 ans et demi pour une capacité de 2400 litres [70]. De ce point de vue là, utiliser un détecteur micro-bolométrique qui n'a pas besoin d'un tel refroidissement est un réel avantage car il nous permet d'éviter les problèmes de volume, de poids, de contraintes thermiques, de coûts additionnels et de temps d'utilisation limité imposés par l'utilisation de la cryogénie à bord d'un vaisseau spatial.

De plus, les détecteurs quantiques mesurent un rayonnement en stockant dans chaque pixel un nombre d'électrons proportionnel à l'énergie de chaque photon qu'il absorbe pendant un temps fixe τ divisée par l'énergie seuil de mesure du détecteur, puis en vidant ces pixels à intervalles réguliers. Le désavantage de ce principe de fonctionnement est que

si ce temps fixe τ d'intégration est mal choisi, les électrons des pixels exposés pendant trop longtemps aux photons incidents risquent de "déborder" sur leurs voisins, tandis que ceux exposés pendant trop peu de temps ne mesurent pas beaucoup de signal par rapport à leur niveau de bruit [77]. Ceci est particulièrement ennuyeux car, comme les détecteurs quantiques mesurent tous les rayonnements dont les photons dépassent une énergie seuil, ils peuvent très rapidement être "éblouis" par des rayonnements d'énergie importante indésirables. Cela signifie en pratique que les détecteurs quantiques doivent être protégés autant que possible des rayonnements solaires car il suffit d'un reflet pour saturer toute ou une partie d'une image, qui devient alors inutilisable. Les matrices de micro-bolomètres fonctionnent en changeant de température et ne sont sensibles que dans une gamme fixe d'énergie limitée par la sensibilité du matériau utilisé et la transmission spectrale de la fenêtre qui lui permet de voir la scène. Ils ne peuvent pas saturer comme un détecteur quantique et leur exposition aux rayonnements solaires est donc beaucoup moins problématique.

C'est pourquoi, lorsque la sensibilité et le temps de réponse des matrices de micro-bolomètres sont suffisants pour une application spatiale donnée, ce type de détecteur est préférable à un détecteur quantique (voir Tab. A.1).

	Matrice en HgCdTe	QWIP	QDIP	Matrices de micro-bolomètres
Sensibilité	+	+	+	-
Temps de réponse	+	+	+	-
Température de fonctionnement	-	-	-	+
Problèmes de saturation	-	-	-	+

TAB. A.1 – Comparaison des principaux avantages et des inconvénients des différents types de détecteurs infrarouges quantiques par rapport aux matrices de micro-bolomètres.

A.4.2 Par rapport aux autres détecteurs thermiques

Tous les détecteurs thermiques sont très utilisés dans le domaine grand public, à part les sondes de Golay, d'usage assez peu répandu en dehors des laboratoires car trop sensibles aux vibrations. Cela les a conduit à un grand développement technologique et a aussi permis d'en faire diminuer le coût par rapport aux détecteurs quantiques.

Parmi les détecteurs thermiques, seuls les détecteurs pyroélectriques ont une meilleure sensibilité que les matrices de micro-bolomètres, pour un temps de réponse équivalent de l'ordre de grandeur de la milliseconde. La réponse des détecteurs thermoélectriques est jusqu'à un ordre de grandeur moins rapide pour une sensibilité équivalente et celle des détecteurs pneumatiques est la plus sensible d'un ordre de grandeur mais la plus lente de toutes. Malgré leurs avantages, les détecteurs pyroélectriques sont inadaptés aux mesures de flux continus car une modulation mécanique du signal est nécessaire pour sa mesure.

A.4. *Avantages et inconvénients des micro-bolomètres*

	Détecteurs pyroélectriques	Détecteurs thermoélectriques	Détecteurs pneumatiques	Matrices de micro-bolomètres
Sensibilité	+	-	+	+
Temps de réponse	+	-	-	+
Flux continu	-	+	+	+

TAB. A.2 – Comparaison des principaux avantages et des inconvénients des autres types de détecteurs infrarouges thermiques par rapport aux matrices de micro-bolomètres.

En conclusion, pour une application souhaitant mesurer des flux continus dans l'infrarouge thermique sans utiliser de système de refroidissement, le choix d'utiliser une matrice de micro-bolomètres semble être le plus pertinent (voir Tab. A.2).

Annexe B

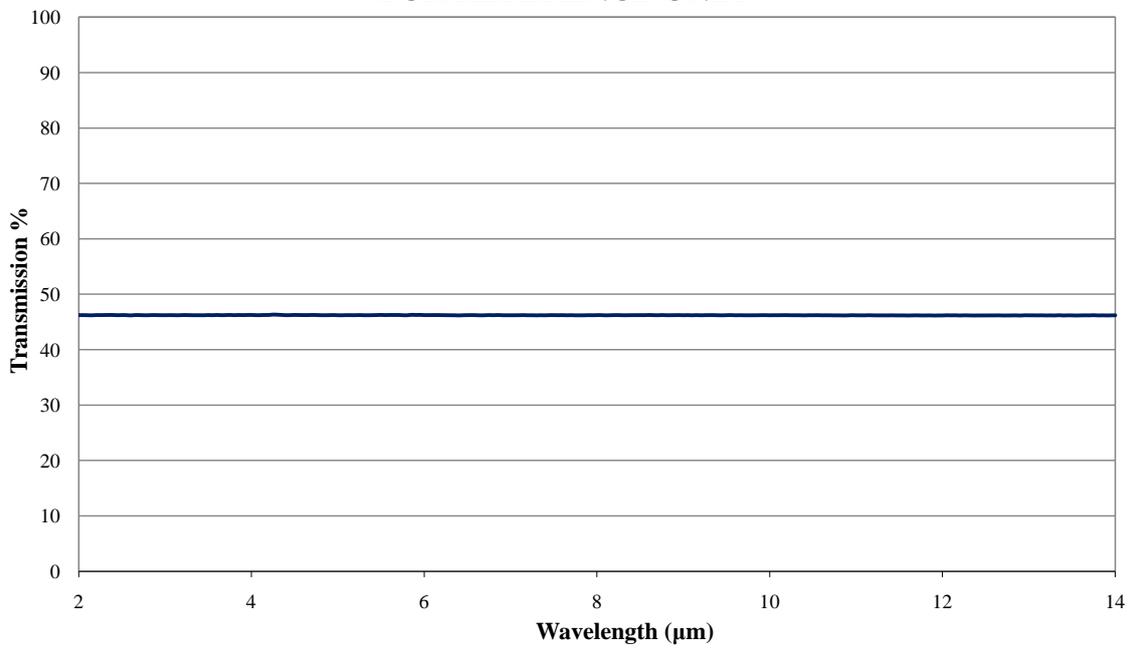
Transmission des filtres infrarouges à densité neutre

Coating Curve

Edmund Optics Inc.
USA | Asia | Europe

IR (2-4 μ m) Neutral Density Filter OD 0.3 Coating Performance FOR REFERENCE ONLY

COATING CURVE



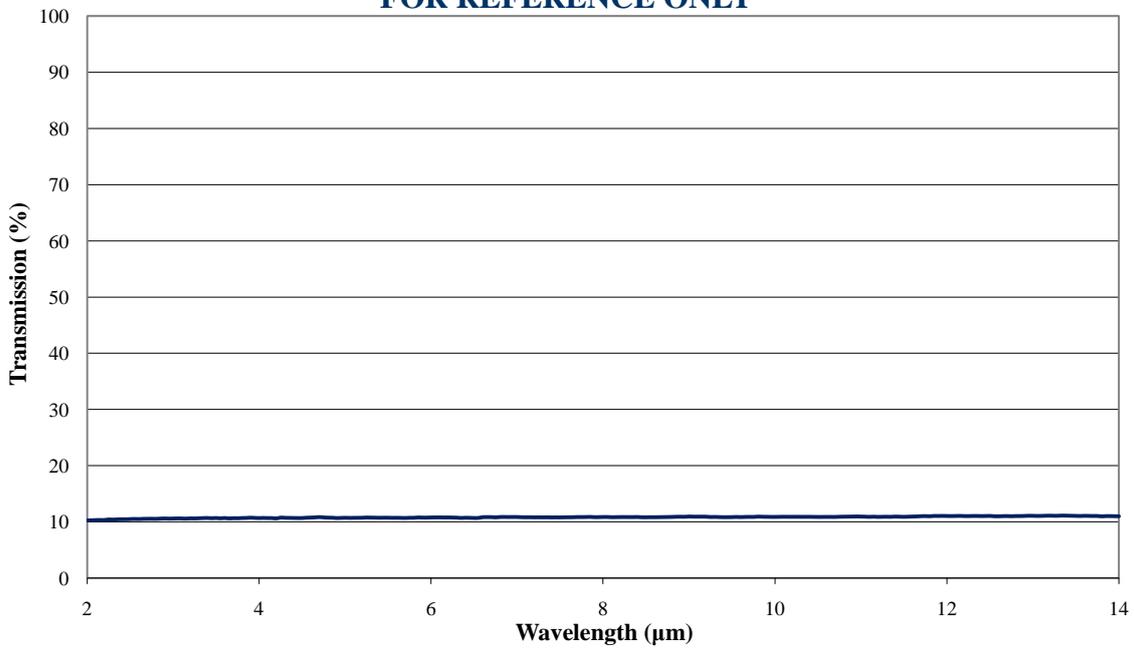
EO Edmund
optics | worldwide
www.edmundoptics.com

© COPYRIGHT 2009 EDMUND OPTICS, INC. ALL RIGHTS RESERVED

Coating Curve

Edmund Optics Inc.
USA | Asia | Europe

IR (2-4 μ m) Neutral Density Filter OD 1.0 Coating Performance FOR REFERENCE ONLY



COATING CURVE

EO Edmund
optics | worldwide
www.edmundoptics.com

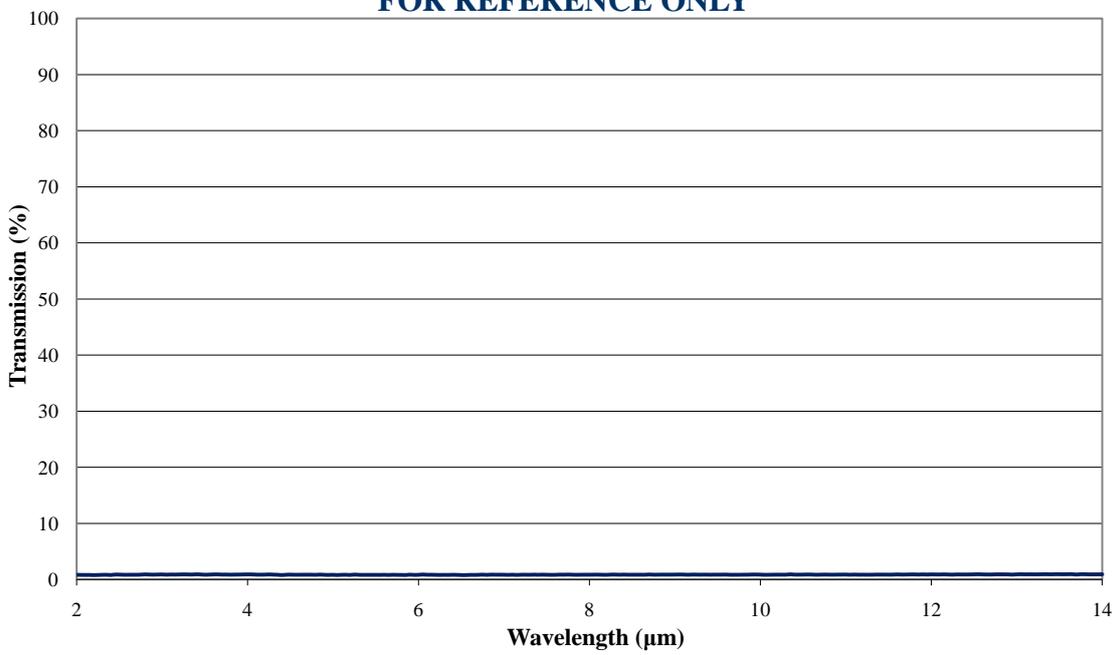
© COPYRIGHT 2009 EDMUND OPTICS, INC. ALL RIGHTS RESERVED

Coating Curve

Edmund Optics Inc.
USA | Asia | Europe

IR (2-4 μ m) Neutral Density Filter OD 2.0 Coating Performance FOR REFERENCE ONLY

COATING CURVE



EO Edmund
optics | worldwide
www.edmundoptics.com

© COPYRIGHT 2009 EDMUND OPTICS, INC. ALL RIGHTS RESERVED

Annexe C

Rapport de l'étude de faisabilité d'un spectro-imageur infrarouge thermique pour la mission Marco Polo R

LAM

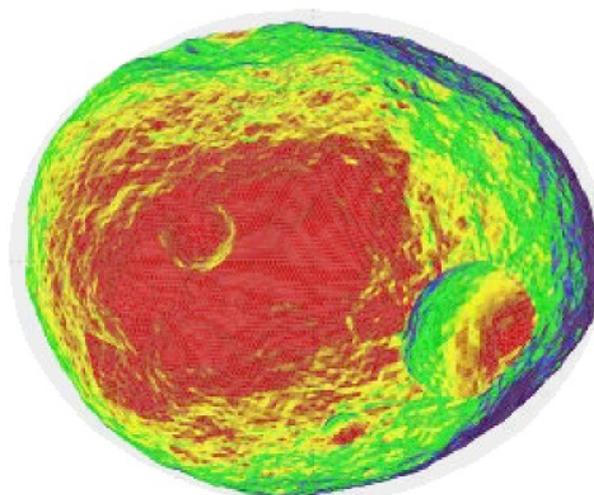
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE
DE MARSEILLE



Marco Polo R

Call for declaration of Interest in Science Instrumentation

Mid-term report



THERMAP

**A mid-IR spectro-imager for
the Marco Polo R mission**

May 2012

ORGANIZATION :

This mid-term report is submitted by :

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM)
Technopôle de Marseille-Etoile
38, rue Frédéric Joliot-Curie
F- 13388 Marseille cedex 13 FRANCE

The contact persons for this proposal are :

Principal Investigator :

olivier.groussin@oamp.fr

O. Groussin (LAM, Marseille, France)

Tel: +33 491 056 972

Fax: +33 491 661 855

Study Manager :

jean-louis.reynaud@oamp.fr

J.-L. Reynaud (LAM, Marseille, France)

Tel: +33 491 055 946

Fax: +33 491 661 855

Co-Investigators :

E. Brageot (LAM, Marseille, France)

M. Delbó (OCA, Nice, France)

J. Helbert (DLR, Berlin, Germany)

L. Jorda (LAM, Marseille, France)

J. Knollenberg (DLR, Berlin, Germany)

E. Kührt (DLR, Berlin, Germany)

P. Lamy (LAM, Marseille, France)

E. Lellouch (LESIA, Paris, France)

J. Licandro (IAC, Tenerife, Spain)





TABLE OF CONTENT

1 THERMAP.....	4
2 INSTRUMENT DESIGN CONCEPT.....	4
3 INSTRUMENT RESOURCE BUDGET.....	7
4 INSTRUMENT REQUIREMENTS.....	9



1 THERMAP

THERMAP is a mid-infrared (8-16 μm) spectro-imager based on two uncooled microbolometer arrays. It is composed of two channels, one for imaging and one for spectroscopy. A flip mirror allows switching between the two channels. Calibration is performed using deep space and two black bodies at known temperature. The THERMAP instrument has a strong heritage from the MERTIS instrument on board Bepi-Colombo. THERMAP is very flexible in term of operations, which is fundamental for a mission to a binary asteroid system.

2 INSTRUMENT DESIGN CONCEPT

Figure 1 provides an overview of the preliminary instrument design, with the main characteristics summarized in Table 1. THERMAP is composed of two channels: i) an imaging channel composed of a Three-Mirror Anastigmat telescope (TMA) and a first micro-bolometer detector (focal plane #1), followed by ii) a spectroscopic channel composed of a slit, an Offner relay and a second micro-bolometer detector (focal plane #2). At the entrance of the instrument, before the TMA, a rotating mirror allows to alternatively point the asteroid, deep space, and two black bodies at a known temperature.

THERMAP uses two micro-bolometers arrays (ULIS 640x480 detector) with a pixel size of 25 μm . It has a total field of view of $9.5^\circ \times 7.0^\circ$, an aperture of 25 mm and a focal length of 50 mm ($F\#=2$). The spectral resolution is $\Delta\lambda=0.2 \mu\text{m}$, or $R = 40 - 80$ in the wavelength range 8 – 16 μm . It can alternate between 2D imaging and slit spectroscopy using a flip mirror. The calibration is performed with a cycle through the asteroid, two black bodies at known temperature (one passive at the instrument temperature and one active at a controlled temperature) and deep space.





Table 1 – Instrument main characteristics.

Characteristic	Value
General:	
Number of unit	1
Optics:	
Field of view	9.5 deg x 7.0 deg
Focal length	50 mm
Aperture	25 mm
F-number	2
Focal plane arrays:	
Detector type	Micro-bolometer arrays
Number of detector	2 (one for imaging and one for spectroscopy)
Detector size	640 x 480
Pixel size	25 μm
Imaging channel:	
IFOV	500 μrad
Image size	384 x 288 pixels
Wavelength range	8 – 18 μm
Exposure time	0.033 sec (30 Hz)
Spectroscopic channel:	
IFOV	500 μrad (slit width)
Image size	384 (slit length) x 120 (spectral dispersion)
Wavelength range	8 – 16 μm
Spectral resolution	0.2 μm (R = 40 – 80 over the wavelength range)
Exposure time	0.033 sec (30 Hz)
Calibration system:	
Principle	Rotating mirror at the entrance
Number of calibration sources	3 : deep space and two black bodies
Temperature of black body #1	Temperature of the instrument (passive)
Temperature of black body #2	Controlled temperature (active)



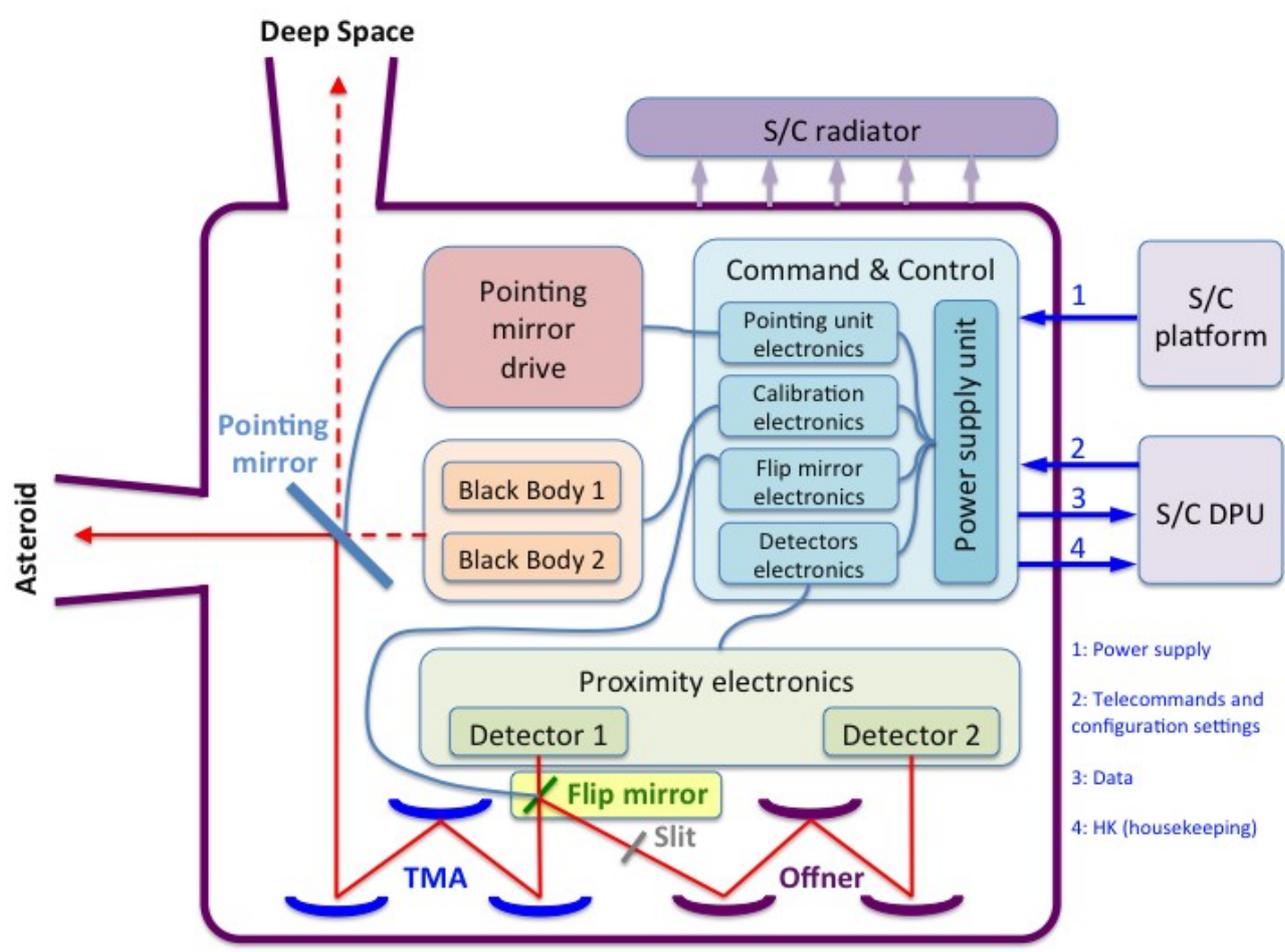


Figure 1 – THERMAP preliminary block diagram, showing the main units and functions of the instrument.





3 INSTRUMENT RESOURCE BUDGET

The preliminary resource budget of the instrument is given in Table 2, including 20% margins. Figure 2 gives an overview of the instrument dimensions for implementation.

Table 2 – Instrument preliminary resource budget. All values include 20% margins.

Characteristic	Value
Dimensions:	
Without the baffles	24 x 22 x 16 cm ³
With the baffles	30 x 22 x 23 cm ³
Volume:	
Without the baffles	8400 cm ³
With the baffles	9000 cm ³
Mass:	
Total	5.0 kg
Power:	
Observation	12 Watt
Peak	15 Watt
Data volume:	
Observation	1.5 GB (or 12.0 Gbit)
Calibration	0.2 GB (or 1.6 Gbit)
Total (observation + calibration)	1.7 GB (or 13.6 Gbit)
Temperature range:	
Non operating	Between -50°C and +40°C
Operating	Between -10°C and +10°C



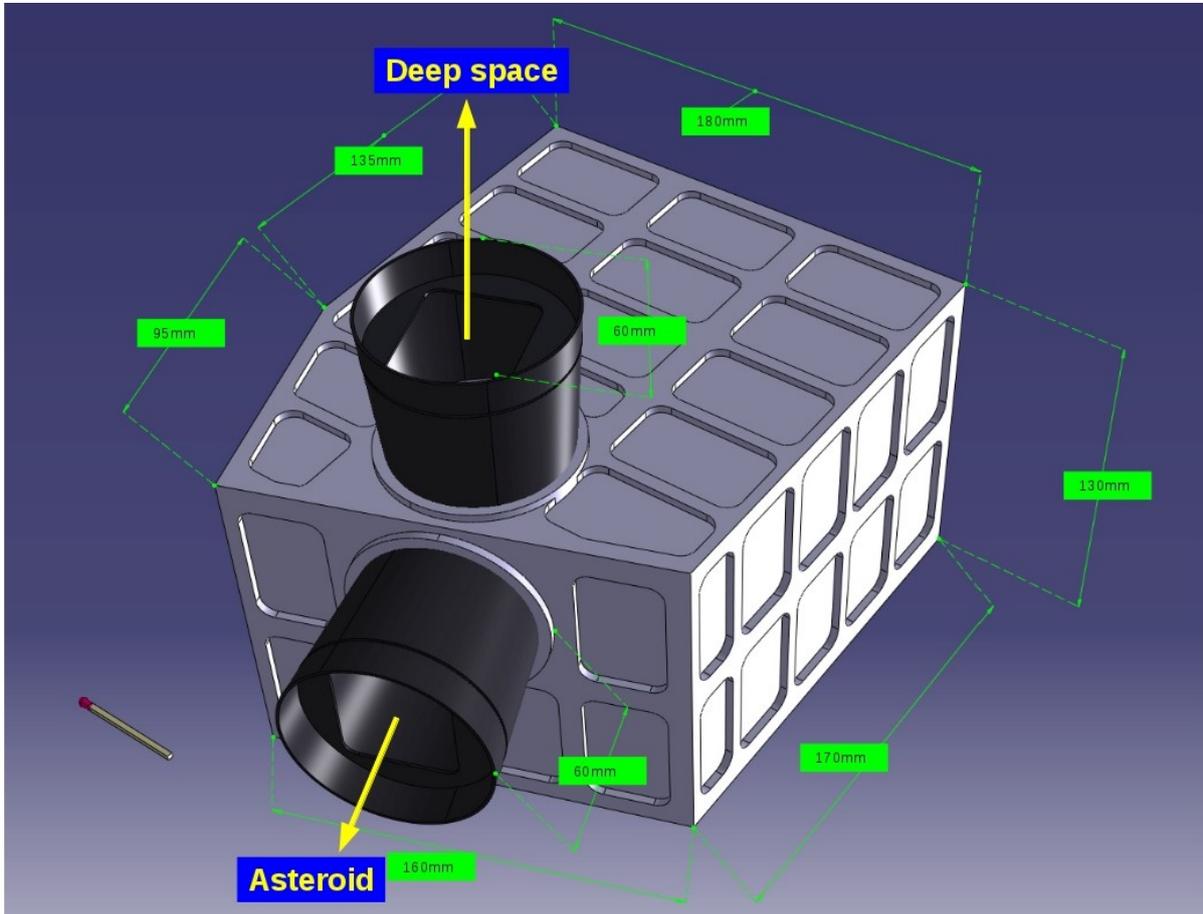


Figure 2 – External view of the THERMAP instrument, showing the instrument core and the two external baffles. The dimensions (in mm) are nominal dimensions and do not include the 20% margins given in Table 2.





4 INSTRUMENT REQUIREMENTS

4.1 Accommodation

The THERMAP instrument must be able to radiate energy into space to insure a passive cooling to a temperature of 270 K (+/- 10 K) during operations. It must also be able to point deep space for calibration. So, **the THERMAP instrument must be mounted on a cold side of the spacecraft**, which never sees the Sun during operations.

4.2 Pointing requirements

The THERMAP pointing accuracy must be better than 0.50 mrad, which is the size of one pixel and also the width of the slit. The pointing stability must be better than 0.25 mrad/sec, i.e. half the slit width or half the pixel size. Table 3 summarizes the pointing requirements.

The THERMAP instrument is designed for nadir observations and must be co-aligned with the Narrow Angle Camera with an accuracy of 1.0 mrad (two pixels).

Table 3 – THERMAP pointing requirements.

Pointing	Value
Absolute error (accuracy)	0.50 mrad
Relative error (stability)	0.25 mrad

4.3 Interfaces

4.3.1 Mechanical interface

The THERMAP instrument is attached to the spacecraft platform using 3 legs (e.g., bipod), allowing the mechanical and thermal decoupling and the co-alignment capability. There are also some harnesses that have mechanical interfaces:

- A cable between the instrument and the S/C DPU.
- A cable between the Power Supply Unit (PSU) of the instrument and the S/C unregulated primary power line.
- A link between the instrument and the S/C radiator (through thermal strap or heat pipe) to dissipate energy.





4.3.2 Thermal interface

The THERMAP instrument has the following external thermal interfaces:

- Radiative : one aperture towards deep space for calibration and one aperture towards the scene (the asteroid) for normal operations. No external shutters are foreseen to close these apertures.
- External walls protected by multilayer insulation.

The thermal interface with the spacecraft in the current design is the three legs (see mechanical interface). It also includes passive cooling, using a link between the instrument and the S/C radiator to dissipate energy (<15 Watt).

4.3.3 Power interface

The PSU (Power Supply Unit) of the instrument is connected to the spacecraft primary power line (#1 on Fig. 1). The THERMAP instrument requires 12 Watt for operations and 15 Watt for the peak consumption, at the instrument level. These numbers include 20% margins.

4.3.4 Electrical and data interface

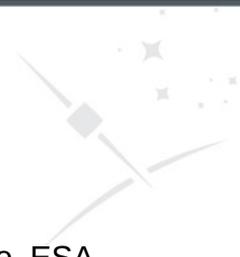
The THERMAP instrument has the following electrical interfaces:

- The telecommands and configuration settings: input for the instrument, connected to the spacecraft DPU (Data Processor Unit) using a serial protocol (#2 on Fig. 1).
- The data: output of the instrument, connected to the spacecraft DPU using a serial protocol (#3 on Fig. 1).
- The telemetry (housekeeping parameters): output of the instrument, connected to the spacecraft DPU using a serial protocol (#4 on Fig. 1).

4.3.5 Optical interface

The THERMAP instrument must have two unobstructed fields of view, in the asteroid and deep space direction (see Figure 2). Each unobstructed field of view must be larger than 15 degrees.





4.4 Operations

To fulfill the scientific objectives of the Marco Polo R mission presented in the ESA Science Requirement Document (Sci-RD), we performed a preliminary definition of the THERMAP operations for the binary system 1996 FG3. The operations are presented in Table 4. For each mission phase, we give the scientific objectives, the operating modes, the spatial resolution and asteroid coverage, the frequency and duration of data acquisition, the calibration cycle, the number of frames and data volume (including 20% margins).

The total duration of the THERMAP operations per mission phase is :

- Global mapping : 1 day for the primary asteroid (N/A for the secondary asteroid since it can be fully mapped during the global characterization, see Table 4).
- Global characterization : 5 days for primary asteroid and 5 days for secondary asteroid.
- Local characterization : 1 hour for the primary or secondary asteroid.



Mission phase	Scientific objective	Channel	Spatial resolution (2 pix)	Image size	Slit length	Coverage (excluding permanent shadows)	Observations (frequency and duration)	Number of frames	Data Volume (MB)
Global mapping (primary)	Temperature mapping, thermal inertia	Imaging	5m	800m x 600m	N/A	100%	1/4 of the body, every 1 min, during 1 rotation (x4)	1040	219,4
	Mineralogy mapping	Spectroscopy	5m	N/A	800m	100%	8 frames per min during 1 rotation (x2)	4200	369,1
	Calibration	Imaging and Spectroscopy	N/A	N/A	N/A	N/A	Deep space, blackbody 1, blackbody 2, every 30 min	160	33,8
Global characterization (primary)	Temperature mapping, thermal inertia	Imaging	2m	320m x 240m	N/A	100%	1/30 of the body, every 10 min, during 1 rotation (x30)	780	164,5
	Mineralogy mapping	Spectroscopy	2m	N/A	320m	17% - 5 areas of interest (640m x 320m)	20 frames per min during 32 min for each area	3800	334,0
	Calibration	Imaging and Spectroscopy	N/A	N/A	N/A	N/A	Deep space, blackbody 1, blackbody 2, every 30 min	800	168,8
Global characterization (secondary)	Temperature mapping, thermal inertia	Imaging	2m	320m x 240m	N/A	100%	1 image per minute during 1 rotation	260	54,8
	Mineralogy mapping	Spectroscopy	2m	N/A	320m	100%	6 frames per min during 1 rotation	1600	140,6
	Calibration	Imaging and Spectroscopy	N/A	N/A	N/A	N/A	Deep space, blackbody 1, blackbody 2, every 30 min	50	10,5
Local characterization (primary or secondary)	Temperature mapping	Imaging	0,1m	16m x 12m	N/A	0,5% - 5 areas of interest + 5 landing sites (64m x 48m)	1.0 4x4 mosaic one time	190	40,1
	Mineralogy mapping	Spectroscopy	0,1m	N/A	16m	0,1% - 5 landing sites (64m x 16m)	80 frames per min during 3 min for each area	1450	127,4
	Calibration	Imaging and Spectroscopy	N/A	N/A	N/A	N/A	Deep space, blackbody 1, blackbody 2, every 30 min	50	1,0
							TOTAL imaging	2270	478,8
							TOTAL spectroscopy	11050	971,2
							TOTAL calibration	1060	214,1
							TOTAL	14380	1664,1

Table 4 – THERMAP preliminary definition of the operations per mission phase. The number of frames and data volume include 20% margins.



Publications issues de cette thèse

- [1] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, and G. Fargant. Feasibility study of a thermal spectro-imager for space missions to small bodies. In *International Conference on Space Optics ICSO*, October 2010.
- [2] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, and G. Fargant. THERMAP: a thermal infrared spectro-imager for space missions to small bodies of the solar system. In *European Planetary Science Congress EPSC*, September 2010.
- [3] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, and G. Fargant. THERMAP: a mid-infrared spectro-imager based on an uncooled microbolometer for the Marco Polo R mission. In *European Planetary Science Congress DPS-EPSC*, October 2011.
- [4] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, and G. Fargant. THERMAP: a mid-infrared spectro-imager based on an uncooled microbolometer for space missions to small bodies of the solar system. In *European Geosciences Union EGU*, April 2012.
- [5] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, and G. Fargant. THERMAP: a mid-infrared spectro-imager for the Marco Polo R mission. In *European Planetary Science Congress EPSC*, October 2012.
- [6] E. Brageot, O. Groussin, P. Lamy, J.-L. Reynaud, G. Fargant, J. Licandro, J. Helbert, J. Knollenberg, and E. Kuhrt. THERMAP: a mid-infrared spectro-imager based on an uncooled microbolometer for space missions to small bodies of the solar system. In *Proc. SPIE 8442, Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, July 2012.

Bibliographie

- [1] P. Alvarez. Present and forthcoming instrumentation for the Gran Telescopio Canarias (GTC). *Lecture Notes and Essays in Astrophysics*, 4 :111–117, December 2010.
- [2] Union astronomique internationale. IAU 2006 General Assembly : Result of the IAU Resolution votes. *Union astronomique internationale*, August 2006.
- [3] A. Barducci, F. Castagnoli, G. Castellini, D. Guzzi, P. Marcoionni, and I. Pippi. The aerospace imaging interferometer ALISEO : Further improvements of calibration methods and assessment of interferometer response. *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, 37, 2008.
- [4] E. S. Barr. Historical Survey of the Early Development of the Infrared Spectral Region. *American Journal of Physics*, 28 :42–54, July 1960.
- [5] E. S. Barr. The Infrared Pioneers—II. Macedonio Melloni. *Infrared Physics*, 2 :67–70, 1962.
- [6] E. S. Barr. The infrared pioneers—III. Samuel Pierpont Langley. *Infrared Physics*, 3 :195–196, 1963.
- [7] M. A. Barucci, A. F. Cheng, P. Michel, L. A. M. Benner, R. P. Binzel, P. A. Bland, H. Bohnhardt, J. R. Brucato, A. Campo Bagatin, P. Cerroni, E. Dotto, A. Fitzsimmons, I. A. Franchi, S. F. Green, L.-M. Lara, J. Licandro, B. Marty, K. Muinonen, A. Nathues, J. Oberst, A. S. Rivkin, F. Robert, R. Saladino, J. M. Trigo-Rodriguez, S. Ulamec, and M. Zolensky. MarcoPolo-R near earth asteroid sample return mission. *Experimental Astronomy*, 33 :645–684, April 2012.
- [8] M.A. Barucci, S. Fornasier, E. Dotto, P. Lamy, L. Jorda, O. Groussin, J. Brucato, J. Carvano, A. Alvarez-Candal, D. Cruikshank, and M. Fulchignoni. Asteroids 2867 Steins and 21 Lutetia : surface composition from far infrared observations with the Spitzer space telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 477 :665–670, June 2008.
- [9] A. V. Barve, S. J. Lee, S. K. Noh, and S. Krishna. Review of current progress in quantum dot infrared photodetectors. *Laser and Photonics Reviews*, 4 :738–750, November 2010.
- [10] J. Benkhoff, J. van Casteren, H. Hayakawa, M. Fujimoto, H. Laakso, M. Novara, P. Ferri, H. R. Middleton, and R. Ziethe. BepiColombo - Comprehensive exploration

- of Mercury : Mission overview and science goals. *Planetary and Space Science*, 58 :2–20, January 2010.
- [11] S. J. Bus and E. L. Volquardsen. IRTF Mid-Ir Imaging of Comet 9P-TEMPEL 1. *NASA Planetary Data System*, 8007, January 2010.
- [12] M. W. Busch, S. R. Kulkarni, S. J. Ostro, W. Briskin, L. A. M. Benner, M. C. Nolan, J. D. Giorgini, M. Brozovic, and C. Magri. Delay-Doppler and Radar-Interferometric Imaging of the Near-Earth Asteroid 2008 EV5. In *American Astronomical Society/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #41*, volume 41 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, September 2009.
- [13] M. W. Busch, S. J. Ostro, L. A. M. Benner, M. Brozovic, J. D. Giorgini, J. S. Jao, D. J. Scheeres, C. Magri, M. C. Nolan, E. S. Howell, P. A. Taylor, J.-L. Margot, and W. Briskin. Radar observations and the shape of near-Earth asteroid 2008 EV5. *Icarus*, 212 :649–660, April 2011.
- [14] H. Campins, K. Hargrove, N. Pinilla-Alonso, E. S. Howell, M. S. Kelley, J. Licandro, T. Mothe-Diniz, Y. Fernandez, and J. Ziffer. Water ice and organics on the surface of the asteroid 24 Themis. *Nature*, 464 :1320–1321, April 2010.
- [15] H. Campins, J. Licandro, J. Ziffer, Y. R. Fernandez, J. Hora, M. Kassis, and N. Pinilla-Alonso. Surface Characteristics of Comet-Asteroid Transition Objects 944 Hidalgo and 162P/Siding Spring (2004 TU12). In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #37*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 645, August 2005.
- [16] M.T. Capria, F. Tosi, M.C. Capaccioni, E. De Sanctis, E. Palomba, T.N. Ammannito, J-P. Titus, M. Combe, M. Toplis, J. Sunshine, C.T. Russel, and C.A. Raymond. Thermal inertia variations on the surface of Vesta from the Dawn data. *Lunar and Planetary Science Conference*, 43, 2012.
- [17] T. W. Case. Notes on the change of resistance of certain substrates in light. *Physical Review*, 9 :305–310, 1917.
- [18] C. Cesarsky and A. Salama. ISO Science Legacy :A Compact Review of ISO Major Achievements. *Space Science Reviews journal*, 119 :446, July 2005.
- [19] P. R. Christensen, B. M. Jakosky, H. H. Kieffer, M. C. Malin, H. Y. McSween, Jr., K. Nealson, G. L. Mehall, S. H. Silverman, S. Ferry, M. Caplinger, and M. Ravine. The Thermal Emission Imaging System (THEMIS) for the Mars 2001 Odyssey Mission. *Space Science Reviews*, 110 :85–130, January 2004.
- [20] P. R. Christensen, B. M. Jakosky, H. H. Kieffer, M. C. Malin, H. Y. McSween, Jr., K. Nealson, G. L. Mehall, S. H. Silverman, S. Ferry, M. Caplinger, and M. Ravine. The Thermal Emission Imaging System (THEMIS) for the Mars 2001 Odyssey Mission. *Space Science Reviews*, 110 :85–130, January 2004.

-
- [21] C. Clerbaux, A. Boynard, L. Clarisse, M. George, J. Hadji-Lazaro, H. Herbin, D. Hurtmans, M. Pommier, A. Razavi, S. Turquety, C. Wespes, and P.-F. Coheur. Monitoring of atmospheric composition using the thermal infrared IASI/MetOp sounder. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9 :6041–6054, August 2009.
- [22] A. Coradini, F. Capaccioni, P. Drossart, G. Arnold, E. Ammannito, F. Angrilli, A. Barucci, G. Bellucci, J. Benkhoff, G. Bianchini, J. P. Bibring, M. Blecka, D. Bockelee-Morvan, M. T. Capria, R. Carlson, U. Carsenty, P. Cerroni, L. Colangeli, M. Combes, M. Combi, J. Crovisier, M. C. De Sanctis, E. T. Encrenaz, S. Erard, C. Federico, G. Filacchione, U. Fink, S. Fonti, V. Formisano, W. H. Ip, R. Jaumann, E. Kuehrt, Y. Langevin, G. Magni, T. McCord, V. Mennella, S. Mottola, G. Neukum, P. Palumbo, G. Piccioni, H. Rauer, B. Saggin, B. Schmitt, D. Tiphene, and G. Tozzi. Virtis : An Imaging Spectrometer for the Rosetta Mission. *Space Science Reviews*, 128 :529–559, February 2007.
- [23] A. Coradini, F. Capaccioni, S. Erard, G. Arnold, M. C. De Sanctis, G. Filacchione, F. Tosi, M. A. Barucci, M. T. Capria, E. Ammannito, D. Grassi, G. Piccioni, S. Giuppi, G. Bellucci, J. Benkhoff, J. P. Bibring, A. Blanco, M. Blecka, D. Bockelee-Morvan, F. Carraro, R. Carlson, U. Carsenty, P. Cerroni, L. Colangeli, M. Combes, M. Combi, J. Crovisier, P. Drossart, E. T. Encrenaz, C. Federico, U. Fink, S. Fonti, L. Giacomini, W. H. Ip, R. Jaumann, E. Kuehrt, Y. Langevin, G. Magni, T. McCord, V. Mennella, S. Mottola, G. Neukum, V. Orofino, P. Palumbo, U. Schade, B. Schmitt, F. Taylor, D. Tiphene, and G. Tozzi. The surface composition and temperature of asteroid 21 lutetia as observed by rosetta/virtis. *Science*, 334(6055) :492–494, 2011.
- [24] D. P. Cruikshank. Radii and albedos of four Trojan asteroids and Jovian satellites 6 and 7. *Icarus*, 30 :224–230, January 1977.
- [25] M. C. de Sanctis, A. Coradini, E. Ammannito, G. Filacchione, M. T. Capria, S. Fonte, G. Magni, A. Barbis, A. Bini, M. Dami, I. Ficaï-Veltroni, and G. Preti. The VIR Spectrometer. *Space Science Reviews*, 163 :329–369, December 2011.
- [26] F. E. DeMeo, R. P. Binzel, S. M. Slivan, and S. J. Bus. An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared. *Icarus*, 202 :160–180, July 2009.
- [27] E. Dotto, T. G. Müller, M. A. Barucci, T. Encrenaz, R. F. Knacke, E. Lellouch, A. Doressoundiram, J. Crovisier, J. R. Brucato, L. Colangeli, and V. Mennella. ISO results on bright Main Belt asteroids : PHT-S observations. *Astronomy and Astrophysics*, 358 :1133–1141, June 2000.
- [28] D. Dumas. Retines courbes : Une approche bio-inspiree de simplification et miniaturisation des systemes infrarouge. *These*, December 2011.
- [29] J. P. Emery, D. P. Cruikshank, and J. van Cleve. Thermal emission spectroscopy (5.2–38 μm) of three Trojan asteroids with the Spitzer Space Telescope : Detection of fine-grained silicates. *Icarus*, 182 :496–512, June 2006.

- [30] L. Esaki and R. Tsu. Superlattice and negative conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14 :61–65, 1970.
- [31] Y. R. Fernandez, M. S. Kelley, P. L. Lamy, W. T. Reach, I. Toth, O. Groussin, C. M. Lisse, M. F. A’Hearn, J. M. Bauer, H. Campins, A. Fitzsimmons, J. Licandro, S. C. Lowry, K. J. Meech, J. Pittichova, and H. A. Weaver. Results From SEPPCoN, a Survey to Study the Physical Properties of the Nuclei and Dust of Jupiter-Family Comets. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 827, December 2007.
- [32] B. Frey, D. Leviton, and T. Madison. Temperature dependent refractive index of silicon and germanium. *SPIE (Orlando)*, 6273, June 2006.
- [33] A. Galad, J. Vilagi, L. Kornos, and S. Gajdos. Relative Photometry of Nine Asteroids from Modra. *Minor Planet Bulletin*, 36 :116–118, July 2009.
- [34] Y.T. Gao, H.M. Chen, Y. Xu, X.N. Sun, and B.K. Chang. Noise research of microbolometer array under temperature environment. *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2011 : Advances in Infrared Imaging and Applications, Proceedings of the SPIE*, 8193, 2011.
- [35] M. J. E. Golay. Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector. *The Review of Scientific instruments*, 18 :347–356, May 1947.
- [36] S. Grabamnik, M. Taccola, L. Maresi, V. Moreau, L. de Vos, J. Versluys, and G. Gubels. Compact multispectral and hyperspectral imagers based on a wide field of view TMA. In *International Conference on Space Optics ICSO*, October 2010.
- [37] O. Groussin. Propriétés thermiques des petits corps du système solaire, Observation et modélisation. *Diplôme d’habilitation à diriger des recherches*, 2010.
- [38] O. Groussin, M. F. A’Hearn, J.-Y. Li, P. C. Thomas, J. M. Sunshine, C. M. Lisse, K. J. Meech, T. L. Farnham, L. M. Feaga, and W. A. Delamere. Surface temperature of the nucleus of Comet 9P/Tempel 1. *Icarus*, 187 :16–25, March 2007.
- [39] O. Groussin, J. Sunshine, L. Jorda, J.-Y. Li, M. F. A’Hearn, P. C. Thomas, K. Klaassen, L. Feaga, T. L. Farnham, S. Protopapa, F. Merlin, S. Besse, B. Carcich, and D. Hampton. In-situ thermal observations of the nuclei of comets 103P/Hartley 2 and 9P/Tempel 1. In *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, page 84, October 2011.
- [40] O. Groussin, J. M. Sunshine, L. M. Feaga, L. Jorda, P. C. Thomas, J.-Y. Li, M. F. A’Hearn, M. J. S. Belton, S. Besse, B. Carcich, T. L. Farnham, D. Hampton, K. Klaassen, C. Lisse, F. Merlin, and S. Protopapa. The temperature, thermal inertia, roughness and color of the nuclei of Comets 103P/Hartley 2 and 9P/Tempel 1. *Icarus*, 222 :580–594, February 2013.

-
- [41] B. Gutschwager, H. Driescher, J. Herrmann, H. Hirsch, J. Hollandt, H. Jahn, P. Kuchling, C. Monte, and M. Scheiding. Characterization of the 300 K and 700 K Calibration Sources for Space Application with the Bepicolombo Mission to Mercury. *International Journal of Thermophysics*, 32 :1429–1439, August 2011.
- [42] D. L. Hampton, J. W. Baer, M. A. Huisjen, C. C. Varner, A. Delamere, D. D. Wellnitz, M. F. A’Hearn, and K. P. Klaasen. An Overview of the Instrument Suite for the Deep Impact Mission. *Space Science Reviews*, 117 :43–93, March 2005.
- [43] D. C. Harris. *Infrared window and dome materials*. SPIE Optical Engineering Press, 1992.
- [44] W. Herschel. Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 90 :284–292, April 1800.
- [45] J. Horner and P. S. Lykawka. The Neptune Trojans - a new source for the Centaurs? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402 :13–20, February 2010.
- [46] H. Hsieh and D. Jewitt. A Population of Comets in the Main Asteroid Belt. *Science*, 312 :561–563, April 2006.
- [47] R. E. Jennings. History of British infrared astronomy since the Second World War. *Royal Astronomical Society, Quarterly Journal*, 27 :454–461, September 1986.
- [48] M. Kassis, J. D. Adams, J. L. Hora, L. K. Deutsch, and E. V. Tollestrup. MIRSI, A Mid-Infrared Spectrometer and Imager : Performance Results from the IRTF. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 120 :1271–1281, December 2008.
- [49] J. Kawaguchi, A. Fujiwara, and T. Uesugi. Hayabusa : Its technology and science accomplishment summary and Hayabusa-2. *Acta Astronautica*, 62 :639–647, May 2008.
- [50] D. Korsch. *Reflective Optics*. Boston, Academic Press, 1991.
- [51] J. M. Lamarre and et al. Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance. *Astronomy and Astrophysics (Special Feature)*, January 2010.
- [52] D. S. Lauretta, M. J. Drake, and O. Team. OSIRIS-REx - Exploration of Asteroid (101955) 1999 RQ36. *AGU Fall Meeting Abstracts*, December 2011.
- [53] M. R. Leclerc, L. Marchese, P. Cote, F. Chateauneuf, C. Chevalier, H. Marraco, and L. Ngo Phong. Performances of the SAC-D NIRST flight model radiometer. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7453 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2009.

- [54] H. F. Levison and M. J. Duncan. From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets : The Spatial Distribution of Ecliptic Comets. *Icarus*, 127 :13–32, May 1997.
- [55] H. F. Levison, A. Morbidelli, C. Van Laerhoven, R. Gomes, and K. Tsiganis. Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune. *Icarus*, 196 :258–273, July 2008.
- [56] C. Leyrat, A. Coradini, S. Erard, F. Capaccioni, M. T. Capria, P. Drossart, M. C. de Sanctis, F. Tosi, and Virtis Team. Thermal properties of the asteroid (2867) Steins as observed by VIRTIS/Rosetta. *Astronomy and Astrophysics*, 531 :A168, July 2011.
- [57] J.-Y. Li, L. A. McFadden, P. C. Thomas, M. J. Mutchler, J. W. Parker, E. F. Young, C. T. Russell, M. V. Sykes, and B. E. Schmidt. Photometric mapping of Asteroid (4) Vesta southern hemisphere with Hubble Space Telescope. *Icarus*, 208 :238–251, July 2010.
- [58] A. Mainzer, T. Grav, J. Bauer, J. Masiero, R. S. McMillan, R. M. Cutri, R. Walker, E. Wright, P. Eisenhardt, D. J. Tholen, T. Spahr, R. Jedicke, L. Denneau, E. De-Baun, D. Elsbury, T. Gautier, S. Gomillion, E. Hand, W. Mo, J. Watkins, A. Wilkins, G. L. Bryngelson, A. Del Pino Molina, S. Desai, M. Gómez Camus, S. L. Hidalgo, I. Konstantopoulos, J. A. Larsen, C. Maleszewski, M. A. Malkan, J.-C. Mauduit, B. L. Mullan, E. W. Olszewski, J. Pforr, A. Saro, J. V. Scotti, and L. H. Wasserman. NEOWISE Observations of Near-Earth Objects : Preliminary Results. *The Astrophysical Journal*, 743 :156, December 2011.
- [59] Marco Polo Study Team. Marco Polo, Near-Earth asteroid sample return mission : Assessment study report, December 2009.
- [60] P. Martyniuk and A. Rogalski. Quantum-dot infrared photodetectors : Status and outlook. *Progress in Quantum Electronics*, 32 :89–120, 2008.
- [61] D. L. Matson, G. J. Veeder, E. F. Tedesco, and L. A. Lebofsky. The IRAS asteroid and comet survey. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 269–281, 1989.
- [62] Mertis Co-I Team, H. Hiesinger, J. Helbert, and MERTIS Co-I Team. The Mercury Radiometer and Thermal Infrared Spectrometer (MERTIS) for the BepiColombo mission. *Planetary and Space Science*, 58 :144–165, January 2010.
- [63] A. Milani and Z. Knezevic. Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt. *Icarus*, 107 :219–254, February 1994.
- [64] A. Morbidelli, H. F. Levison, K. Tsiganis, and R. Gomes. Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System. *Nature*, 435 :462–465, May 2005.
- [65] E. Mottin, A. Bain, J.L. Martin, J.L. Ouvrier-Bufferet, S. Bisotto, J.J. Yon, and J.L. Tissot. Uncooled amorphous silicon technology enhancement for 25 micrometer pixel pitch achievement. *Infrared Technology and Applications XXVIII*, 4820, 2002.

-
- [66] P. Mouroulis. Spectral and Spatial Uniformity in Pushbroom Imaging Spectrometers. *Imaging Spectrometry V*, 1999.
- [67] M. Mueller, A. W. Harris, S. J. Bus, J. L. Hora, M. Kassis, and J. D. Adams. The size and albedo of Rosetta fly-by target 21 Lutetia from new IRTF measurements and thermal modeling. *Astronomy and Astrophysics*, 447 :1153–1158, March 2006.
- [68] D. A. Paige, M. C. Foote, B. T. Greenhagen, J. T. Schofield, S. Calcutt, A. R. Vasavada, D. J. Preston, F. W. Taylor, C. C. Allen, K. J. Snook, B. M. Jakosky, B. C. Murray, L. A. Soderblom, B. Jau, S. Loring, J. Bulharowski, N. E. Bowles, I. R. Thomas, M. T. Sullivan, C. Avis, E. M. de Jong, W. Hartford, and D. J. McCleese. The Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment. *Space Science Reviews*, 150 :125–160, January 2010.
- [69] G. Piccioni, P. Drossart, E. Suetta, M. Cosi, E. Amannito, A. Barbis, R. Berlin, A. Boccacini, G. Bonello, M. Bouyé, F. Capaccioni, G. Cherubini, M. Dami, O. Dupuis, A. Fave, G. Filacchione, Y. Hello, F. Henry, S. Hofer, G. Huntzinger, R. Melchiorri, J. Parisot, C. Pasqui, G. Peter, C. Pompei, J. M. Røess, A. Semery, A. Soufflot, A. Adriani, F. Angrilli, G. Arnold, K. Baines, G. Bellucci, J. Benkhoff, B. Bezard, J.-P. Bibring, A. Blanco, M. I. Blecka, R. Carlson, A. Coradini, A. Di Lellis, T. Encrenaz, S. Erard, S. Fonti, V. Formisano, T. Fouchet, R. Garcia, R. Haus, J. Helbert, N. I. Ignatiev, P. Irwin, Y. Langevin, S. Lebonnois, M. A. Lopez Valverde, D. Luz, M. Marinangeli, V. Orofino, A. V. Rodin, M. C. Roos-Serote, B. Saggin, A. Sanchez-Lavega, B. M. Stam, F. Taylor, D. Titov, G. Visconti, and M. Zambelli, editors. *VIRTIS : The Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer*, volume 1295 of *ESA Special Publication*, December 2007.
- [70] G. Pilbratt. Herschel Mission Overview and Key Programmes. *SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation*, 2008.
- [71] D. Prialnik and M. Podolak. Radioactive heating of porous comet nuclei. *Icarus*, 117 :420–430, 1995.
- [72] G. H. Rieke. History of infrared telescopes and astronomy. *Experimental Astronomy*, 25 :125–141, November 2008.
- [73] A. Rogalski. Progress in Quantum Electronics. *Infrared Physics and Technology*, 27 :59–210, 2003.
- [74] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, and E. Gendron. Status of the VLT Nasmyth adaptive optics system (NAOS). *SPIE, Adaptive Optical Systems Technology*, 4007, July 2000.
- [75] J. M. Salisbury. Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition. *Cambridge Univ. Press*, 79, 1993.
- [76] P. H. Schultz, B. Hermalyn, A. Colaprete, K. Ennico, M. Shirley, and W. S. Marshall. The LCROSS Cratering Experiment. *Science*, 330 :468–, October 2010.

- [77] P. Slangen and P. Picart. Principes de base des capteurs d'images : Capteurs a semi-conducteurs et applications, 2010.
- [78] T. J. Stubbs and Y. Wang. Illumination conditions at the Asteroid 4 Vesta : Implications for the presence of water ice. *Icarus*, 217 :272–276, January 2012.
- [79] D. E. Trilling, J. L. Hora, M. Mueller, C. A. Thomas, A. W. Harris, A. R. Hagen, M. Mommert, L. Benner, B. Bhattacharya, W. F. Bottke, S. Chesley, M. Delbo, J. P. Emery, G. Fazio, J. L. Kistler, A. Mainzer, A. Morbidelli, B. Penprase, H. A. Smith, T. B. Spahr, and J. A. Stansberry. ExploreNEOs : The Warm Spitzer Near Earth Object Survey. *LPI Contributions*, 1667 :6485, May 2012.
- [80] P. Vernazza, B. Carry, J. Emery, J. L. Hora, D. Cruikshank, R. P. Binzel, J. Jackson, J. Helbert, and A. Maturilli. Mid-infrared spectral variability for compositionally similar asteroids : Implications for asteroid particle size distributions. *Icarus*, 207 :800–809, June 2010.
- [81] P. Vernazza, M. Delbo, P. L. King, M. R. M. Izawa, J. Olofsson, P. Lamy, F. Cipriani, R. P. Binzel, F. Marchis, B. Merin, and A. Tamanai. High surface porosity as the origin of emissivity features in asteroid spectra. *Icarus*, 221 :1162–1172, November 2012.
- [82] P. Vernazza, P. L. King, M. R. M. Izawa, A. Maturilli, J. Helbert, D. Cruikshank, R. Brunetto, F. Marchis, R. P. Binzel, and R. L. Flemming. Opening the Mid-IR Window on Asteroid Physical Properties. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 42 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, page 1344, March 2011.
- [83] P. Vernazza, P. Lamy, O. Groussin, T. Hiroi, L. Jorda, P. L. King, M. R. M. Izawa, F. Marchis, M. Birlan, and R. Brunetto. Asteroid (21) Lutetia as a remnant of Earth's precursor planetesimals. *Icarus*, 216 :650–659, December 2011.
- [84] K. Watson. Two-temperature method for measuring emissivity. *Remote Sensing of Environment*, 42 :117–121, 1992.
- [85] P. R. Weissman, J. Bradley, W. D. Smythe, J. R. Brophy, M. E. Lisano, M. L. Syvertson, L. A. Cangahuala, J. Liu, and G. L. Carlisle. Comet Odyssey : Comet Surface Sample Return. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1006, October 2010.
- [86] W.B. Wetherell and D.A. Womble. All-reflective three element objective. *US Patent No 4240707*, December 1980.
- [87] D. M. Winker, J. Pelon, J. A. Coakley, Jr., S. A. Ackerman, R. J. Charlson, P. R. Colarco, P. Flamant, Q. Fu, R. M. Hoff, C. Kittaka, T. L. Kubar, H. Le Treut, M. P. McCormick, G. Megie, L. Poole, K. Powell, C. Trepte, M. A. Vaughan, and B. A. Wielicki. The CALIPSO Mission : A Global 3D View of Aerosols and Clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91 :1211–1229, September 2010.