



HAL
open science

Imagerie hyperspectrale par transformée de Fourier : limites de détection caractérisation des images et nouveaux concepts d'imagerie

Noura Ayari Matallah

► **To cite this version:**

Noura Ayari Matallah. Imagerie hyperspectrale par transformée de Fourier : limites de détection caractérisation des images et nouveaux concepts d'imagerie. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112025 . tel-00585537

HAL Id: tel-00585537

<https://pastel.hal.science/tel-00585537>

Submitted on 13 Apr 2011

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

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

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique
Faculté des sciences d'Orsay - Université Paris-Sud XI

THÈSE

présentée par
Noura AYARI-MATALLAH

pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité : physique

**IMAGERIE HYPERSPECTRALE
PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER
LIMITES DE DÉTECTION, CARACTÉRISATION DES IMAGES
ET NOUVEAUX CONCEPTS D'IMAGERIE**

Soutenue le
devant le jury composé de :

M. Pierre AMBS rapporteur
M. Florian BOCIORT rapporteur
M. Jean Claude FONTANELLA .. examinateur
M. François GOUDAIL directeur de thèse
M. Jean-Louis LE GOUET examinateur
M. Jérôme PRIMOT examinateur
M. Jean TABOURY examinateur

**IMAGERIE HYPERSPECTRALE
PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER
LIMITES DE DÉTECTION,
CARACTÉRISATION DES IMAGES
ET NOUVEAUX CONCEPTS D'IMAGERIE**

Noura AYARI-MATALLAH
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

Remerciements

A mon père et à ma mère, qui ont toujours cru en moi et qui m'ont toujours soutenu dans tous mes choix. Merci pour toutes les concessions faites, j'espère que vous serez fiers de moi...

Table des matières

Table des figures	xv
Liste des tableaux	xxiii
I Limites de détection des méthodes de spectro-imagerie	3
1 Comparaison des méthodes de spectro-imagerie	5
1.1 Principe de la spectro-imagerie	5
1.2 Principe des spectromètres imageurs étudiés	6
1.2.1 Le spectro-imageur utilisant un élément dispersif	6
1.2.2 Le spectro-imageur par transformée de Fourier	8
1.3 Comparaison de la spectrométrie par transformée de Fourier statique à la spectrométrie par réseau en mode pushbroom	13
1.3.1 Conditions de comparaison	13
1.3.1.1 Spectro-imagerie par réseau en mode push-broom	13
1.3.1.2 Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue	13
1.3.1.3 Schémas équivalents des méthodes de spectro-imagerie que l'on souhaite comparer	13
1.3.2 Aspects photométriques	14
1.3.3 Échantillonnage de la mesure	17
1.3.3.1 Spectro-imageur à réseau	17
1.3.3.2 Spectro-imageur par transformée de Fourier	17
1.3.4 Discrétisation du spectre	18
1.3.5 Prise en compte du bruit sur la mesure et estimation du spectre	18
1.4 Conclusion	19
2 Gain en RSB de la spectro-imagerie par transformée de Fourier	21
2.1 Définition de trois méthodes d'acquisition du spectre estimé	21
2.1.1 Mesure utilisant un élément dispersif	21
2.1.2 Mesure par transformée de Fourier	22
2.1.3 Mesure directe échantillonnée régulièrement en σ	22
2.2 Principaux types de bruits perturbant la mesure	23
2.3 Estimation du RSB sur spectre estimé	24
2.3.1 Variance du bruit sur le spectre estimé pour les trois méthodes étudiées	24
2.3.1.1 Cas de la méthode D_λ	24
2.3.1.2 Cas de la méthode TF	24
2.3.1.3 Cas de la méthode D_σ	25

2.3.2	Définition du rapport signal sur bruit (RSB)	25
2.4	Condition d'existence du gain en RSB de la spectro-imagerie par transformée de Fourier	25
2.4.1	Expression du gain multiplex	26
2.4.2	Limites du gain en rapport signal sur bruit de la spectro-imagerie par transformée de Fourier	26
2.4.2.1	Bruit de détecteur prépondérant pour les deux méthodes TF et D_λ	26
2.4.2.2	Bruit de photons prépondérant pour les deux méthodes TF et D_λ	27
2.4.2.3	Bruit de détecteur prépondérant pour la méthode D_λ et où le bruit de photons est prépondérant pour la méthode TF	27
2.5	Application à la détection de la raie spectrale d'un gaz de largeur $\Delta\sigma$	29
2.5.1	Expression du RSB	29
2.5.1.1	Détection d'une raie avec un détecteur quantique	31
2.5.1.2	Détection d'une raie avec un détecteur thermique	31
2.6	Application à un scenario de détection d'une raie d'un gaz de largeur $\Delta\sigma$	32
2.6.1	Description du scenario	32
2.6.2	Comparaison du bilan radiométrique de deux méthodes de spectro-imagerie dans l'infra rouge	35
2.6.2.1	Bilan radiométrique sur l'intervalle 3-5 μm avec le détecteur Uranus MW de SOFRADIR	35
2.6.2.2	Bilan radiométrique entre 8 et 12 μm avec le détecteur Uranus LW de SOFRADIR	39
2.6.2.3	Bilan radiométrique entre 8 et 12 μm avec le détecteur microbolométrique ULIS	43
2.6.3	Evolution du RSB sur l'intervalle spectral d'intérêt	43
2.6.4	Conclusion	46
2.7	Conclusion	47
3	Effet des défauts du détecteur sur la restitution du spectre	49
3.1	Fluctuations spatio-temporelles de la réponse des pixels du détecteur	49
3.1.1	Méthodes usuelles de correction des défauts du détecteur	49
3.1.2	Influence des non uniformités du détecteur lors de la mesure par spectro-imagerie par TF	50
3.1.2.1	Modèle des fluctuations de la réponse du détecteur	50
3.1.2.2	Détermination d'un estimateur de l'interférogramme et de sa variance pour chaque pixel	51
3.1.2.3	Confrontation du modèle théorique à la simulation de Monte Carlo et validation du modèle	52
3.1.3	Simulation de l'effet des différents types de bruits sur le spectre estimé	55
3.1.3.1	Cas du bruit d'offset seul	55
3.1.3.2	Cas du bruit de gain seul	57
3.1.3.3	Cas du bruit de photon seul	58
3.1.4	Conclusion	59
3.2	Effet de la non linéarité du détecteur sur la restitution du spectre	60
3.2.1	Non linéarité du détecteur basée sur le modèle de la courbe en S	60
3.2.2	Effet sur la restitution du spectre estimé	61
3.3	Conclusion	67

4	Influence de la corrélation temporelle des fluctuations sur l'estimation du spectre	69
4.1	Introduction	69
4.2	Modélisation des fluctuations corrélées de l'intensité de l'interférogramme	69
4.2.1	Problématique	69
4.2.2	Expression de la variance du bruit dû aux fluctuations de l'intensité de l'interférogramme et effet sur la variance du spectre estimé	70
4.2.2.1	Variance du bruit sur l'interférogramme	70
4.2.2.2	Variance du bruit sur le spectre estimé	71
4.3	Etude de l'effet des fluctuations d'intensité de l'interférogramme sur la restitution du spectre	71
4.3.1	Génération d'un bruit corrélé	71
4.3.2	Calcul des fluctuations d'intensité	72
4.3.3	Effet des fluctuations d'intensité sur l'interférogramme acquis et sur le spectre estimé	74
4.3.4	Analyse des résultats en fonction de la longueur de corrélation des perturbations et de leur écart type	76
4.3.4.1	Premières observations	76
4.3.4.2	Calcul de la variance sur le spectre estimé	77
4.4	Conclusion	81

II Conception, dimensionnement et réalisation d'un spectro-imageur expérimental **83**

5	Etude des capacités de discrimination des spectres	85
5.1	Les applications de sécurité et défense	86
5.1.1	Décamouflage	86
5.1.2	Déleurrage	86
5.1.3	Analyse BDA (Battle Damage Assessment)	87
5.1.4	Détection de polluants ou gaz de combat	87
5.1.5	Détection de mines enterrées	87
5.2	Détermination de la résolution spectrale et de l'intervalle spectrale d'intérêt	87
5.2.1	Les bases de données spectrales existantes	87
5.2.1.1	Les bases de données classiques	88
5.2.1.2	Un exemple de base de données industrielle : Base de données Thales Optronique SA (TOSA)	90
5.2.1.3	Bases de données spectrales issues d'une modélisation	90
5.2.1.4	Synthèse de données spectrales disponibles	91
5.2.2	Détermination des intervalles spectraux d'intérêt et de la résolution spectrale nécessaire aux applications de sécurité défense	91
5.2.2.1	Dans le cadre du décamouflage	91
5.2.2.2	Dans le cadre du déleurrage	93
5.2.2.3	Dans le cadre de l'analyse BDA (Battle Damage Assessment)	94
5.2.2.4	Dans le cadre de la détection de gaz	95
5.2.2.5	Dans le cadre de la détection de réseaux enterrés et de la détection de mines	96
5.3	Conclusions	97

6	Conception de l'interféromètre imageur infrarouge	99
6.1	Contraintes sur la conception instrumentale	99
6.1.1	Spectro-imagerie par TF avec un interféromètre de Michelson à dièdres	99
6.1.1.1	Rappel sur le fonctionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres	99
6.1.1.2	Lien entre résolution spectrale et résolution spatiale	101
6.1.2	Bloc de détection infrarouge refroidi	103
6.1.2.1	Dewar et diaphragme froid	103
6.1.2.2	Détecteurs IR MWIR réels	106
6.1.3	Conclusion	109
6.2	Dimensionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres	109
6.2.1	Problématique	110
6.2.2	Cas générale de la pupille d'entrés en aval	110
6.2.2.1	Schémas du principe	110
6.2.2.2	Objectif standard à pupille d'entrée virtuelle CEDIP 25 mm F/2	112
6.2.2.3	Dimensionnement de l'interféromètre	113
6.2.3	Cas générale de la pupille d'entrée sur les arêtes des dièdres	115
6.2.3.1	Schémas du principe	115
6.2.3.2	Objectif spécial à pupille d'entrée réelle immatérielle de focale 100 mm ouvert à F/2,65	117
6.2.3.3	Dimensionnement de l'interféromètre	118
6.3	Conclusion	125
7	Conception opto-mécanique de DéSIIR	127
7.1	Généralités	127
7.2	Spécifications des composants optiques	127
7.2.1	Spécifications des dièdres droits	129
7.2.1.1	Traitement réfléchissant dans l'infrarouge	129
7.2.1.2	Planéité des surfaces	129
7.2.2	Planéité des lames séparatrice et compensatrice	129
7.2.2.1	Précision sur l'angle à 90° des dièdres	130
7.2.3	Spécifications du traitement semi réfléchissant de la lame séparatrice	133
7.3	Ajustement "statique" des éléments entre eux	134
7.3.1	Parallélismes des lames séparatrice et compensatrice entre elles . . .	134
7.3.1.1	Imprécision sur l'identité d'épaisseur	135
7.3.1.2	Erreur angulaire du parallélisme des lames	136
7.3.1.3	Absence de traitement anti reflet sur la lame compensatrice	139
7.3.1.4	Conclusion	140
7.3.2	Alignement relatif de l'objectif et du détecteur	141
7.3.3	Positionnement axial objectif/stop et miroir de réduction de flux de structure/détecteur	142
7.4	Rattrapage de mise au point par déplacement de la lentille L3 de l'objectif .	143
7.5	Réglage du pas des franges et de la position de la frange d'ordre 0	144
7.5.1	Position de la frange 0 et déplacement axial d'un dièdre	144
7.5.2	Pas des franges et déplacement transverse d'un dièdre	145
7.5.3	Moyens mécaniques prévus pour ces réglages	145
7.6	Ajustements fins de l'orientation des dièdres	146
7.6.1	Basculements des dièdres (rotation β)	147

7.6.2	Rotation des dièdres autour de l'axe optique (rotation γ)	148
7.6.3	Mouvement mécaniques prévus	148
7.7	Miroir de balayage et platine de rotation motorisée	149
7.8	Présentation de l'instrument complet	150
8	Mise en oeuvre de DéSIIR et exploitation des résultats	153
8.1	Introduction	153
8.2	Protocole de réglage et calibration	153
8.2.1	Montage mécanique et prise en main	153
8.2.2	Réglage en rotation et en translation des dièdres pour l'obtention des franges d'interférence	155
8.2.2.1	Pas des franges	156
8.2.2.2	Position des franges	157
8.2.3	Égalisation de la réponse du capteur	159
8.2.4	Calibration en nombres d'onde	161
8.3	Résultats expérimentaux	161
8.3.1	Scenario	161
8.3.2	Configuration spectromètre simultané	162
8.3.2.1	Dispositif expérimental	162
8.3.2.2	Résultats	163
8.3.3	Vers une spectro-image	166
8.3.3.1	Dispositif expérimental	166
8.3.3.2	Résultats	168
8.4	Conclusion	171
	Conclusion	173
	Bibliographie	177

Table des figures

1.1	Représentation d'une image spectrale cube. source : http://www.microimages.com/getstart/pdf/hyperspec.pdf	6
1.2	Spectro-imageur classique utilisant un élément dispersif et équipé d'un détecteur matriciel. L'acquisition du spectre de la scène s'effectue par balayage ligne par ligne de la scène.	7
1.3	Image spectrale cube réalisée par balayage temporel de la scène ligne par ligne dans la direction de déplacement du porteur. Le spectre est acquis simultanément pour chaque point d'une ligne de la scène; c'est le cas d'un spectro-imageur à réseau sélectionnant une ligne de la scène à l'aide d'une fente.	8
1.4	Spectro-imageur par transformée de Fourier statique	9
1.5	Différences de marche créées par une translation t des rayons dédoublés par le dispositif de séparation d'un interféromètre à décalage latéral	10
1.6	Architecture du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD	11
1.7	Réalisation expérimentale du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD	11
1.8	Image spectrale cube réalisée par une méthode telle que la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue. A chaque instant, chaque colonne du détecteur correspond à une valeur de différence de marche; une valeur de l'interférogramme pour une différence de marche différente est donc enregistrée pour chaque point de la scène.	12
1.9	Exemple d'image spectrale reconstruite à partir des acquisitions du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD. Les résultats sont représentés en fausses couleurs	12
1.10	Spectro-imageurs à réseau et par transformée de fourier dans une configuration de photométrie équivalente	14
1.11	Configuration d'un capteur d'images	16
2.1	Variation du gain multiplex ρ_k en fonction de N_{TF} pour $r = 500$	28
2.2	Variation du gain multiplex ρ_k en fonction de r pour $N_{TF} = 500$	29
2.3	Raie saturée du gaz dont la luminance spectrique correspond à la luminance du corps noir de température légèrement différente de celle du fond de la scène.	30
2.4	Définition du temps d'intégration.	33
2.5	a : Luminance photonique spectrique $L_\sigma(\sigma, T)$ de la scène observée entre 3 et 5 μm . b : Luminance photonique spectrique $L_\lambda(\lambda, T)$ entre 3 et 5 μm	36
2.6	Flux par bande spectrale (en nombre de photons) provenant de la scène observée en fonction de l'échantillonnage des mesures.	37

2.7	Variation de $\Delta\sigma$ entre 3 et 5 μm (ou entre 3300 cm^{-1} et 2000 cm^{-1}) pour un pas $\Delta\lambda$ constant égal à 8 nm.	37
2.8	Pourcentage de la capacité de charge pour les méthodes D_λ et D_σ . Le nombre d'onde σ_g varie entre 2000 cm^{-1} et 3333 cm^{-1} (ou entre 3 et 5 μm). La capacité de charge du détecteur est de $4,8 \times 10^6$ électrons. Pour la méthode TF, le flux arrivant sur le détecteur à un instant donné est égal à environ $3,6 \times 10^6$ photons pour un temps d'intégration de 5ms et correspond aux 3/4 de la capacité de charge du détecteur (voir tableau 2.3)	38
2.9	a : Luminance photonique spectrique $L_\sigma(\sigma, T)$ de la scène observée entre 8 et 12 μm . b : Luminance photonique spectrique $L_\lambda(\lambda, T)$	40
2.10	Flux provenant de la scène observée et donné en nombre de photons par bande spectrale pour les trois méthodes d'échantillonnage de la mesure. σ_g est égal à 1000 cm^{-1} ou 10 μm	41
2.11	Pourcentage de la capacité de charge pour la méthode D_λ et pour la méthode D_σ . Le nombre d'onde σ_g varie entre 800 cm^{-1} et 1250 cm^{-1} (ou entre 8 et 10 μm). La capacité de charge du détecteur est de 37×10^6 électrons. Pour la méthode TF, le flux arrivant sur le détecteur à un instant donné est égal à environ $2,7 \times 10^7$ photons pour un temps d'intégration de 400 μs et correspond aux 3/4 de la capacité de charge du détecteur (voir tableau 2.3).	41
2.12	Variation de $\Delta\sigma$ pour la mesure directe en λ en bande III.	42
2.13	Variation du RSB en fonction de σ_g compris entre 3 et 5 μm et 8 et 12 μm pour les trois méthodes de spectro-imagerie comparées. Échelle logarithmique.	44
2.14	Signal utile en fonction de la valeur de σ_g du gaz de 3 à 12 μm pour les mesure TF, D_σ et D_λ . Échelle logarithmique.	45
2.15	Écart type du bruit pour chaque valeur de σ_g compris entre 3 et 5 μm et 8 et 12 μm pour les trois méthodes de spectro-imagerie comparées. Échelle logarithmique.	46
3.1	a) Réponse spectrale normalisée du détecteur CEDIP fonctionnant en bande 3-5 μm . Source ONERA. b) Spectre source (photons par bande spectrale) non bruité généré à partir de la luminance du corps noir à 300K et corrigé de la sensibilité d'un détecteur CEDIP. Zoom sur l'intervalle 3-5 μm	52
3.2	Interférogramme spatial discret non bruité $I_0(\delta)$ formé de 161 points obtenu à partir de la transformée de Fourier du spectre source de la figure 3.1b.	53
3.3	Comparaison de la variance théorique du bruit sur le spectre estimé à la variance estimée sur 1000 réalisations (Simulations de Monte Carlo) dans le cas de bruit de photons seul.	54
3.4	Comparaison de la variance théorique du spectre estimé à la variance estimée calculée en fonction du nombre de réalisations.	54
3.5	Écart type du bruit sur le spectre en fonction de l'écart type de bruit sur l'offset.	56
3.6	RSB de la mesure par TF pour la détection d'un écart de température de 5 K en fonction de l'écart type des fluctuations d'offset.	56
3.7	Écart type de bruit sur le spectre en fonction de l'écart type de bruit sur le gain.	57
3.8	RSB de la mesure par TF pour la détection d'un écart de température de 5 K et un temps d'intégration de 1ms en fonction de l'écart type des fluctuations de gain.	58

3.9	Réponse réelle du détecteur pour différentes valeurs d'écart normalisé égale à 1%, 10% et 30%.	61
3.10	a) Effet de l'écart à la réponse théorique du détecteur sur le spectre estimé en fonction des conditions de bruit et du paramètre α	62
3.11	Biais θ pour la différence de marche $\delta=0,18$ mm en fonction du paramètre de linéarité du détecteur α	63
3.12	Paramètre de linéarité α en fonction de l'écart Δ_{norm}	63
3.13	Biais θ en fonction de la différence de marche pour une non linéarité de réponse de l'ordre de 0,15% (en trait plein) comparée à l'écart type de bruit sur l'interférogramme $\sqrt{v_i} = 2600$ photons dans des conditions de bruit d'offset, de gain et de bruit de photons (en pointillés).	64
3.14	Effet sur le spectre estimé d'un écart Δ_{norm} compris entre 0 et 0,2% dans des conditions de bruit de photons avec un écart type de bruit d'offset égal à 240 photons, un écart type de bruit de gain égal à 10^{-3} . Le symbole représente l'écart type de bruit total dans ces conditions.	65
3.15	Spectre estimé pour des valeurs d'écart à la réponse théorique Δ_{norm} du détecteur de 0,1%, 1,5% et 5%. Nous considérons un écart type de bruit d'offset de 240 photons, un écart type de bruit de gain égal à 10^{-3} en présence de bruit de photons.	65
3.16	Spectre estimé pour des valeurs d'écart à la réponse théorique du détecteur de 0,1%, 1,5% et 5% dans des conditions de bruit d'offset d'écart type égal à 240 photons, de bruit de gain d'écart type égal à 10^{-3} et de bruit de photons . a) Zoom sur l'intervalle entre 0 et 250 cm^{-1} . b) Zoom sur une partie de l'intervalle d'intérêt compris entre 2000 et 3333 cm^{-1}	66
4.1	a) Bruit corrélé $\chi(t)$ de longueur de corrélation $\tau = 0,5\text{ s}$ pendant un temps d'acquisition de $T=10\text{ s}$ ($N=1000$ échantillons acquis avec un intervalle de temps de $\Delta_t = 0.01\text{ s}$) ; b) Vérification de la fonction d'autocorrélation choisi de forme exponentielle pour les fluctuations générées.	72
4.2	Fluctuation de l'intensité du signal (1 réalisation) à travers une perturbation caractérisée par la longueur de corrélation $\tau = 0,5\text{ s}$	73
4.3	Densité de probabilité des fluctuations d'intensité induites par la perturbation $\chi(t)$ pour un nombre de classe pris égale à 30	74
4.4	Une réalisation de l'interférogramme estimé de 1000 points acquis pendant $T=10\text{ s}$. L'intensité du signal $J(t_i)$ fluctue suivant une loi log normale. La longueur de corrélation de la perturbation est égale à 0,5s telle que $\gamma_J/J = 0,05$	74
4.5	Spectre estimé $\hat{B}(\sigma_j)$ à travers une perturbation de l'intensité de l'interférogramme caractérisée par la longueur de corrélation de 0,5s tel que $\gamma_J/J = 0,05$	75
4.6	Spectre estimé en fonction du paramétrage de la perturbation de l'intensité de l'interférogramme.	76
4.7	Variance (échelle logarithmique) du bruit de photons (vert) comparée à la variance du bruit dû aux fluctuations d'intensité (rouge) sur le spectre estimé pour $\tau = 0,5\text{ s}$ soit 20 oscillations.	77
4.8	Variance du bruit dû aux fluctuations d'intensité sur le spectre estimé pour différentes valeurs de τ sur l'intervalle spectral entre 3 et $5\mu\text{m}$ (entre 2000 et 3333 cm^{-1}).	78

4.9	Variance du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé pour un nombre d'onde égal à 2500 cm^{-1} en fonction du temps de corrélation τ . . .	78
4.10	Comparaison de l'expression de l'estimateur du spectre (relation 4.12) avec l'approximation donnée en 4.29.	79
4.11	a) Variance théorique du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé à l'aide de l'équation 4.13 (en rouge), variance approximée à l'aide l'équation 4.30 (en bleu) et variance du bruit de photons (en vert) pour un temps de corrélation élevé ($\tau = 0,5s$). b) Échelle logarithmique.	80
4.12	a) Variance théorique du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé (en rouge), variance approximée (en bleu) et variance du bruit de photons (en vert) pour un temps de corrélation élevé ($\tau = 10s$). b) Échelle logarithmique.	80
5.1	Spectre d'absorption de l'atmosphère.	85
5.2	Réflectivité (Hémisphérique directionnelle à 10 degrés [1]) de l'aluminium non poli donnée sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base ASTER.	88
5.3	Réflectivité de différents végétaux sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base ASTER.	89
5.4	Émissivité pour différentes feuilles d'arbres mesurée entre 3,33 et 14 μm . Données de la base MODIS.	89
5.5	Réflectivité de peintures classiques sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base utilisée par TOSA.	90
5.6	Données spectrales à disposition pour l'étude des capacités de discrimination des spectres dans l'infrarouge.	91
5.7	Réflectivité de peintures claires (figure a) et de différents échantillons de sable (figure b). Données de la base utilisée par TOSA.	92
5.8	Réflectivité type pour une peinture à faible émissivité infrarouge.	93
5.9	Réflectivité dans l'infrarouge d'une peinture vert olive sur deux types de surfaces : le bois et l'aluminium. Données de la base utilisée par TOSA. . .	94
5.10	Spectre de luminance normalisé d'un feu hydrocarbure mesuré à une distance de 200 m comparé à celui d'un corps noir à la température de 1100°C . Essais terrains, J.P. Spingard et al, THALES Optronique SA.	95
5.11	Spectre d'absorption du gaz sarin sur l'intervalle 7-12 μm (en rouge), du gaz sarin extrait de l'eau (en vert), du gaz sarin extrait du sable (en violet). Source : "Determination of low concentrations of sarin in objects of the environment by the method of IR Fourier spectroscopy". E.A. Fokin et Al, State Research Institute of Organic Chemistry and Technology.	96
5.12	Spectres de réflectivité de silicates composants les sols. a) Illite b) Kaolite. Base de données ASTER (NASA).	97
5.13	Spectres de sols. Base de données ASTER (NASA).	97
6.1	Vue dans le plan méridien de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits. a) Les dièdres ne sont pas translatés l'un par rapport à l'autre. La différence de marche entre les deux voies est nulle en tout point du champ. b) Les dièdres sont translatés latéralement de $\frac{\bar{t}}{2}$. La différence de marche dépend de la translation latérale introduite entre les dièdres et varie spatialement avec l'angle de champ dans le plan de la figure.	100
6.2	Échantillonnage de l'interférogramme et du spectre pour un interférogramme non nécessairement symétrique enregistré entre $-\delta_{max}$ et $+\delta_{max}$	102

6.3	Échantillonnage de l'interférogramme et du spectre pour un interférogramme symétrique enregistré entre 0 et $2 \delta_{max}$	103
6.4	Pupille froide dans une caméra infrarouge : les cônes de rayons formant les points images s'appuient sur le diaphragme froid qui est donc la pupille du système.	104
6.5	Diaphragme froid dans une caméra infrarouge.	105
6.6	Position et fonctionnement du miroir de réduction de flux de structure. . .	106
6.7	Vue de coté de l'intérieur du bloc détection d'une caméra CEDIP JADE MW.	107
6.8	Réponse spectrale du détecteur CEDIP JADE MW mesurée à l'aide d'un interféromètre FT-IR Brucker.	108
6.9	SCORPIO MW de SOFRADIR : détecteur infrarouge de 640×512 pixels au pas de $15 \mu\text{m}$ et sensible entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,8 \mu\text{m}$	109
6.10	a) Schéma "replié"; cas où la pupille d'entrée est en aval de l'interféromètre et à l'intérieur de la caméra. b) Schéma déplié de la configuration précédente.	111
6.11	Schéma du dispositif expérimental pour déterminer la position inconnue de la pupille d'entrée de la caméra CEDIP JADE MW de focale 25 mm ouverte à F/2.	112
6.12	Schéma de principe de la caméra CEDIP JADE avec son objectif de focale 25 mm ouvert à F/2.	113
6.13	Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 12,5 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,19 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 45° sur l'axe optique.	114
6.14	Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 12,5 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,19 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 30° sur l'axe optique.	115
6.15	a) Schéma du cas générale où le plan de la pupille d'entrée est sur l'arête des dièdres. b) Schéma déplié correspondant à la configuration précédente. . . .	116
6.16	Schéma de principe de l'objectif à pupille réelle immatérielle.	117
6.17	Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 33 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,0480 rad. a) Le dispositif de séparation est orienté à 30° sur l'axe optique. b) Le dispositif de séparation est orienté à 35° sur l'axe optique	119
6.18	Schéma replié de l'interféromètre montrant les zones (encerclées en rouge) où les rayons dans le champ peuvent être coupés sur les éléments ou les montures présents.	120
6.19	Schéma déplié de l'interféromètre pour un demi angle de champ α_h égal à 0,0480 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 35° sur l'axe pour l'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4.	121
6.20	Combinaison optique du spectro-imageur. L'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4 est adapté au bloc détection CEDIP JADE MW.	122
6.21	a) Impact, sur la surface gauche de la lame séparatrice et sur la surface droite de la lame compensatrice, des rayons issus des deux voies de l'interféromètre pour une translation latérale de $\pm 1,25$ mm appliquée sur les dièdres (tracé à l'aide du logiciel CODE V [®]).	123
6.22	Schéma opto-mécanique de la camera CEDIP JADE MW avec l'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4.	124
6.23	Empreinte des rayons (tracé à l'aide du logiciel CODE V [®]) dans le champ sur un miroir de balayage pour l'interféromètre avec le dispositif de séparation à 35° et pour une translation latérale des dièdres de 1,25 mm.	125

7.1	Interféromètre de Michelson à dièdres droits dont le dispositif de séparation est une lame semi réfléchissante (sans lame compensatrice).	128
7.2	Interféromètre de Michelson à dièdres droits dont le dispositif de séparation est composé d'une lame semi réfléchissante et d'une lame compensatrice. . .	128
7.3	Courbe de réflectance du revêtement or des dièdres donnée par la société PLXinc.	129
7.4	Interféromètre de Michelson à dièdres droits. Les dièdres droits ne sont pas exactement appariés.	131
7.5	Effet de l'écart à 90° du dièdre sur le front d'onde lors du passage par l'arête.	132
7.6	Dièdre fourni par la société PLXinc.	133
7.7	Transmission de la lame semi réfléchissante composé de CaF2 entre 3 et 5 μm fournie par la société Optique Fichou.	134
7.8	Notations employées pour décrire le non parallélismes et le défaut d'appariement des lames de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits.	135
7.9	Angle de réfraction θ'_C en présence d'un défaut d'appariement $\Delta\theta$ des lames compensatrice (C) et séparatrice (S).	136
7.10	Angle de réfraction θ'_C en présence d'un basculement $\Delta\theta$ entre les lames compensatrice (C) et séparatrice (S).	137
7.11	Décalage $\frac{\delta_2}{\Delta\theta}$ entre les deux voies de l'interféromètre pour $e=10\text{ mm}$, $\theta'_S = 35^\circ$ et $n(\lambda)$ du CaF_2 entre 3 μm et 5 μm	139
7.12	Incertitudes sur les pièces mécaniques du porte lame du dispositif de séparation de l'interféromètre.	141
7.13	Cale de positionnement axial statique du détecteur et de l'objectif.	142
7.14	Positionnement statique de la caméra.	143
7.15	Translation axiale sur un dièdre de l'interféromètre.	144
7.16	Translation transverse sur un dièdre de l'interféromètre.	145
7.17	Mouvement mécanique de translation latérale du dièdre placé sur un chariot de translation à butée micrométrique de pas égal à 0,2 mm avec une sensibilité égale à 0,6 μm	146
7.18	Deux degrés de liberté des arêtes des dièdres. La direction de propagation des rayons tracés correspond au cas où $\beta = \gamma = 0$	147
7.19	Dispositif mécanique pour le réglage de la position de la frange centrale et du pas des franges et pour les ajustements fins de l'orientation des dièdres .	149
7.20	Spectro imageur par TF expérimental DéSIIR. Montage opto-mécanique. Le dispositif mécanique a été conçu par le bureau d'étude mécanique de l'Institut d'Optique.	151
7.21	Montage mécanique de l'interféromètre imageur DéSIIR.	152
8.1	a) Interféromètre imageur complet sauf miroir de balayage. b) Rappel sur les réglages des dièdres définis dans la section 7.6.3.	154
8.2	Vue coté détecteur du miroir de réduction de flux de structure.	155
8.3	Observation de franges quasi rectilignes dans l'infrarouge sur l'intervalle spectral de réponse de la caméra après optimisation des différents réglages de roulis, de tangage, de translation axiale et latérale.	156
8.4	a)Image, par l'interféromètre, d'un corps noir de température uniforme égale à 30°C. b) Interférogramme moyenné sur plusieurs lignes de l'image tournée de l'angle d'orientation des franges.	158

8.5	a) Image moyenne d'un fond uniforme à 30°C avec la frange zéro au centre du champ. b) Image résultante de l'application d'une NUC deux points en entrée interféromètre sur l'image moyenne a. Les pixels défectueux ne sont pas corrigés.	160
8.6	Transmission d'un film de polyéthylène mesurée entre 1000 et 5000 cm^{-1} à l'aide d'un interféromètre FTIR SPECTRUM PerkinElmer	161
8.7	Dispositif expérimental pour le fonctionnement de DéSIIR en mode spectromètre simultané.	162
8.8	a) Image moyenne corrigée (NUC et pixels défectueux) d'une séquence acquise pour un film de polyéthylène à température ambiante vu à travers un fond uniforme à 50°C. b) Image à l'échelle logarithmique du module de la TFD (normalisé par son maximum) du signal utile de la figure a.	164
8.9	Spectre estimé à partir des données interférométriques mesurées par DéSIIR en mode spectromètre simultané. Un corps noir étendu à 50°C placé à environ 30 cm de l'entrée de l'interféromètre est vu à travers un film de polyéthylène à température ambiante.	165
8.10	Zoom sur la bande spectrale autour de 2850 cm^{-1} (ou 3,51 μm) du spectre de la figure 8.9 pour un fond uniforme à 50°C.	166
8.11	Dispositif expérimental pour le fonctionnement de DéSIIR en mode spectromètre simultané.	167
8.12	Image brute (non uniformités du détecteur non corrigées) de la séquence acquise par DéSIIR en mode spectromètre imageur. La scène est constituée d'un fond texturé en température avec au centre une zone de température uniforme à 50°C dont la partie gauche est vue à travers un film fin de polyéthylène à température ambiante.	168
8.13	Spectres moyennés spatialement	169
8.14	Spectres moyennés spatialement ; zoom sur la raie du polyéthylène autour de 2850 cm^{-1} ou 3,51 μm	169
8.15	Images de la scène composée d'un fond uniforme à 50°C éclairant un miroir rectangulaire à température ambiante dont la partie vue à gauche est recouverte d'un film de polyéthylène. a) Canal rouge correspondant au signal à 2795 cm^{-1} . b) Canal vert correspondant au signal à 2917 cm^{-1} . c) Canal bleu correspondant au signal à 3040 cm^{-1}	170
8.16	Image composite des trois canaux représentés sur les figures 8.15. La scène observée est composée d'un fond uniforme à 50°C éclairant un miroir rectangulaire à température ambiante dont la partie vue à gauche sur la figure est recouverte d'un film de polyéthylène.	171

Liste des tableaux

2.1	Paramètres de la scène.	34
2.2	Paramètres du scénario étudié.	34
2.3	Spécifications des détecteurs IR utilisés.	35
2.4	Bilan radiométrique pour la raie d'un gaz de largeur 5 cm^{-1} centrée sur $4 \mu\text{m}$ ou $\sigma_g = 2500 \text{ cm}^{-1}$	39
2.5	Bilan radiométrique entre 8 et $12 \mu\text{m}$ pour la raie d'un gaz de largeur 5 cm^{-1} centrée sur $10 \mu\text{m}$ ou $\sigma_g = 1000 \text{ cm}^{-1}$	42
3.1	Paramètres du scénario opérationnel étudié.	53
3.2	Expressions des écarts type de bruit sur le spectre estimé établies pour différentes conditions de bruit sur la mesure du signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j)$. . .	59
3.3	Applications numériques pour le calcul du RSB pour les différentes conditions de bruit du tableau 3.2 sur la mesure du signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j) = 1,0341 \cdot 10^4$ photons en fonction du temps d'intégration t_i et de la résolution spectrale du spectro-imageur $\Delta \sigma$	59
5.1	Synthèse des résolutions spectrales recherchées.	98
6.1	Hypothèses de départ pour le dimensionnement de l'interféromètre.	114
6.2	Hypothèses de départ pour le dimensionnement de l'interféromètre équipé du bloc de détection CEDIP JADE et d'un objectif à pupille immatérielle de focale 100 mm ouvert à $F/2.65$	118

Introduction

L'imagerie multispectrale fournit des informations supplémentaires par rapport à l'image traditionnelle d'une scène observée. Cette technique d'imagerie présente un grand potentiel dans de nombreuses applications militaires et civiles telles que le contrôle de l'environnement, le décamouflage ou encore la détection d'agents chimiques nécessitant la restitution précise de l'information contenue dans la scène et où les conditions d'observations sont parfois difficiles. Classiquement, les systèmes existants utilisent une fente dans un plan image intermédiaire et un réseau de diffraction [2] ou un prisme pour réaliser la séparation spectrale et leur résolution spectrale dépend de la taille du détecteur. L'image 2D est formée par le mouvement du porteur selon le principe "push-broom" [3]. Cependant, ce genre de système présente des limitations et dans certaines applications nécessitant une mesure fine du spectre, il est préférable d'avoir recours à d'autres architectures [4].

Dans l'éventail des concepts de spectro-imagerie existant, les systèmes reposant sur des interféromètres imageurs par transformée de Fourier bénéficient d'une résolution spectrale élevée [5] pour des dimensions de détecteurs standards et d'un bilan radiométrique favorable dans l'infrarouge sur les intervalles entre 3 et $5\mu\text{m}$ [6] et entre 8 et $12\mu\text{m}$ [7] [8]. Ils mesurent un interférogramme en chaque point du champ en utilisant soit le mouvement du porteur (interférogramme spatial), soit un balayage de différences de marche (interférogramme temporel). Le spectre est obtenu en réalisant la transformée de Fourier des interférogrammes selon le principe de la spectrométrie par transformée de Fourier. Ce type de systèmes trouve des applications en détection de signaux à faible rapport signal sur bruit (nuages de gaz, décamouflage).

Cependant, la spécification et l'évaluation de tels systèmes d'imagerie pour les applications militaires et civiles recherchées imposent de développer des outils théoriques permettant d'évaluer leurs performances en terme de rapport signal sur bruit et la qualité des images fournies par ces systèmes. Il est également indispensable de valider ces outils sur des données réelles. L'Institut d'Optique et l'Office National des Études et Recherches Aérospatiales (ONERA) sont ainsi engagés depuis plusieurs années dans l'étude, la conception et la réalisation d'interféromètres imageurs à grande étendue. Thales Optronique SA (TOSA) est intéressé par une validation de ces systèmes dans différents scénarii d'intérêt industriel, en particulier dans le domaine de l'infra-rouge. Cette thèse est donc à la croisée d'enjeux académiques et industriels importants.

L'objectif poursuivi dans le cadre de cette thèse est l'introduction de cette technologie dans des produits aéroportés (tels que nacelles ou boules de surveillance) pour accroître leurs capacités d'identification. La thèse s'articule autour de deux axes : l'étude des limites de la détection à partir d'interférogrammes et le développement d'un banc infra-rouge destiné à tester des applications de détection sur des signaux à faible rapport signal sur bruit.

Dans la première partie, nous comparons la spectro imagerie par transformée de Fourier à une méthode classique de mesure spectrale dans les deux fenêtres de détection dans l'infrarouge entre 3 et 5μ et entre 8 et $12\mu\text{m}$. Nous avons choisi d'appuyer notre réflexion sur

la comparaison entre la méthode classique utilisant un élément dispersif en mode d'acquisition défilant (ou mode push broom) et une technique de spectro imagerie par transformée de Fourier basée sur un interféromètre statique à décalage latéral [9]. Cette comparaison est destinée à mettre en évidence la supériorité en terme de rapport signal à bruit et de robustesse de la méthode par transformée de Fourier [4] [8].

Dans le chapitre 1, l'approche sera très simplifiée. Nous comparerons ces deux systèmes dans une configuration non imageante de photométrie équivalente dans les deux cas. Puis, dans le chapitre 2, l'étude des architectures réelles d'imageurs nous permettra de décrire de manière analytique l'estimation du spectre mesuré par une matrice de détecteur. La détermination du rapport signal sur bruit sur le spectre estimé pour les deux méthodes permettra d'étudier les conditions d'existence du gain de la spectro imagerie par transformée de Fourier ("gain multiplex") en fonction des conditions de bruit sur la mesure et des performances des détecteurs employés sur les intervalles spectraux 3-5 μm et 8-12 μm . Nous décrirons plus précisément, à travers le chapitre 3, les défauts de non uniformité de réponse et de non linéarité des pixels et étudierons leurs effets sur la restitution du spectre dans l'hypothèse de bruits non corrélés d'un point de mesure à l'autre dans l'interférogramme. Nous aborderons enfin, dans le chapitre 4, le cas de fluctuations de l'intensité corrélées temporellement au cours de la mesure.

Dans la seconde partie, nous présenterons notre choix de conception et le dimensionnement du spectro-imageur expérimental réalisé dans la perspective de valider les figures de mérite établies dans la première partie de nos travaux. Nous décrirons tout d'abord, dans le chapitre 5, les conditions de détection dans le cadre des applications de TOSA et les différents scénarii associés. Cela nous permettra de déterminer le type de matériaux, d'objets ou de phénomènes recherchés. Nous pourrons ensuite étudier les données spectrales disponibles de ces derniers et déterminer l'intervalle de détection et la résolution spectrale nécessaires à la discrimination des signatures spectrales recherchées. Puis, dans l'objectif de réaliser un démonstrateur répondant à ces exigences de détection et compte tenu des conditions favorables à l'existence du gain multiplex, nous exposerons dans le chapitre 6, notre choix de conception et le dimensionnement d'un dispositif expérimental. Nous donnerons, dans le chapitre 7, les précisions nécessaires à sa réalisation opto-mécanique. Enfin, nous présenterons, dans le chapitre 8, le démonstrateur DéSIIR réalisé, son protocole de réglage et de calibration, et les premiers résultats des mesures. Celles-ci seront exploitées tout d'abord, sans balayage de la scène ou "mode spectromètre simultané" fournissant le spectre global d'une scène uniforme. Puis, la mise en place du dispositif de balayage de la scène en laboratoire, nous permettra de faire fonctionner DéSIIR en "mode spectro-imageur" et d'obtenir une première image cube spectrale de la scène observée.

Première partie

**Limites de détection des méthodes
de spectro-imagerie**

Chapitre 1

Comparaison des méthodes de spectro-imagerie

L'objectif de ce chapitre est de comparer une méthode de spectro-imagerie par transformée de Fourier à une méthode classique utilisant un élément dispersif. Après avoir décrit l'architecture et le mode d'acquisition de chacune de ces deux méthodes, nous les placerons dans une configuration de photométrie équivalente. Nous pourrons ensuite exprimer, dans chaque cas, la mesure réelle effectuée et comparer les deux méthodes.

1.1 Principe de la spectro-imagerie

Tout matériau émet un rayonnement caractéristique qui peut être représenté par sa luminance en fonction de la longueur d'onde. Cette donnée caractéristique du matériau constitue sa signature spectrale. De ce fait, dans des domaines tels que l'observation de la Terre ou la télédétection, la connaissance du spectre des points de la scène observée présente de nombreux intérêts pour une analyse fine de l'image. La spectro-imagerie consiste justement à acquérir, en général simultanément, le spectre de chacun des pixels de l'image sur un intervalle de longueur d'onde appelé intervalle spectral d'intérêt. Celui-ci dépend du type de matériau recherché et des performances de la technologie du détecteur employé dont la réponse n'est maximale que pour une gamme de longueurs d'onde précise. Le but est d'acquérir une pile d'images dans plusieurs bandes spectrales plus ou moins étroites et adjacentes à l'intérieur de l'intervalle spectral d'intérêt. Ainsi à une image en deux dimensions traditionnelle (x,y) est ajoutée une troisième dimension (x,y,λ) ou (x,y,σ) où λ est la longueur d'onde généralement donnée en μm et $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ le nombre d'onde donné en cm^{-1} . On parle alors d'image spectrale cube. La figure 1.1 illustre ce principe.

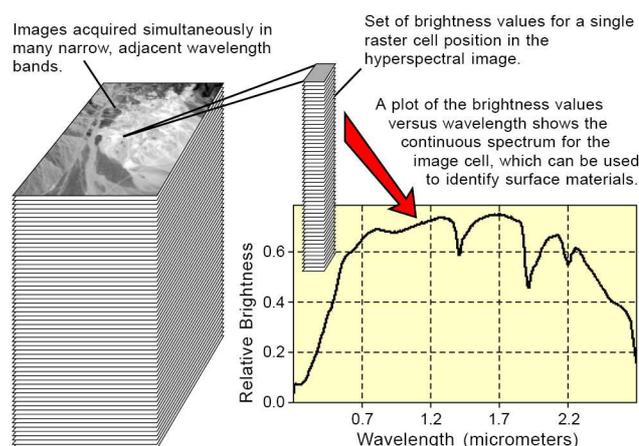


Fig. 1.1 – Représentation d'un image spectrale cube.
 source : <http://www.microimages.com/getstart/pdf/hyperspec.pdf>

L'image cube est dite "multispectrale" pour un nombre de bandes spectrales mesurées inférieur à dix et "hyperspectrale" pour un nombre de bandes allant de dix à deux cents. Enfin, une fois les spectres continus pour chaque pixel de l'image reconstruits, l'identification d'un matériau particulier dans la scène étudiée peut alors être réalisée si la signature spectrale de ce dernier est connue a priori. Ces dix dernières années, plusieurs types d'instruments ont été développés pour permettre la mesure d'une image cube spectrale. Nous nous intéressons, dans la suite, à une méthode de spectro-imagerie récemment développée dans le cadre de la télédétection et ayant montré [9] un avantage en terme de rapport signal à bruit par rapport aux méthodes classiques : la spectro-imagerie par transformée de Fourier. Nous comparons ses performances à celles d'une architecture classique reposant sur un élément dispersif.

1.2 Principe des spectromètres imageurs étudiés

1.2.1 Le spectro-imageur utilisant un élément dispersif

Nous avons vu précédemment que le principe de la spectro-imagerie réside dans le fait d'étendre spatialement la mesure des éléments spectraux à l'ensemble des points de la scène étudiée. Cette mesure est réalisée à l'aide d'un spectromètre équipé d'une fonction d'imagerie ou spectro-imageur. Classiquement ceci peut être réalisé à l'aide d'un élément dispersif. La mesure de l'information spectrale est alors réalisée portion par portion par un balayage de la scène étudiée dans une direction à l'aide d'un détecteur matriciel ou dans deux directions à l'aide d'une barrette de détecteurs ([10] p.81). Cette méthode de mesure donne accès directement au spectre de la source observée. Le système optique que nous présentons est basé sur un élément dispersif tel qu'un prisme ou un réseau qui étale spatialement le spectre d'une source vue à travers une fente. La scène est analysée ligne par ligne grâce à un détecteur matriciel ; c'est le déplacement du porteur qui permet de reconstituer l'image spectrale cube complète de la scène observée. La figure 1.2 illustre un schéma simple d'un tel dispositif.

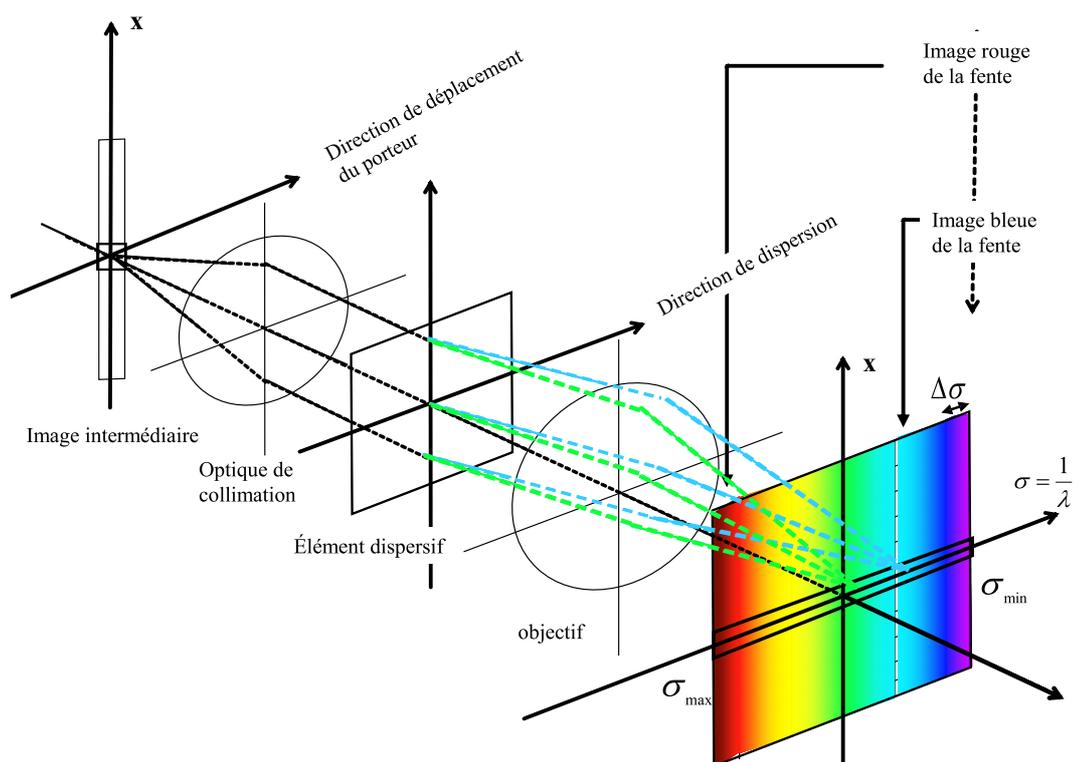


Fig. 1.2 – Spectro-imageur classique utilisant un élément dispersif et équipé d'un détecteur matriciel. L'acquisition du spectre de la scène s'effectue par balayage ligne par ligne de la scène.

L'objectif collecte la lumière d'une ligne de la scène sélectionnée par la fente. Le spectromètre est configuré de sorte que l'élément dispersif disperse la lumière de chaque point de la fente dans la direction orthogonale à la fente sur une ligne d'un détecteur matriciel. Ainsi chaque ligne du détecteur enregistre directement le spectre en fonction du nombre d'onde σ pour un point d'une ligne de la scène (observée à travers la fente) avec un pas $\Delta\sigma$. Chaque colonne du détecteur correspond ainsi à un élément spectral σ . A chaque instant, la matrice de détecteurs permet d'enregistrer simultanément l'ensemble de l'information spectrale en deux dimensions (x, σ) d'une ligne de la scène (ou de tous les points de la fente) correspondant à une portion de l'image cube.

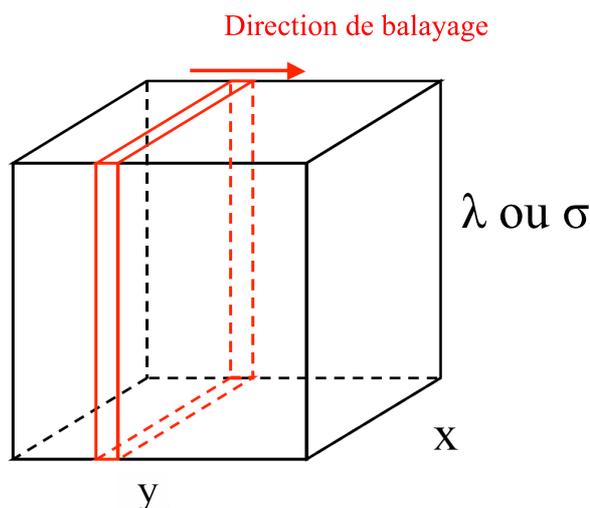


Fig. 1.3 – Image spectrale cube réalisée par balayage temporel de la scène ligne par ligne dans la direction de déplacement du porteur. Le spectre est acquis simultanément pour chaque point d’une ligne de la scène ; c’est le cas d’un spectro-imageur à réseau sélectionnant une ligne de la scène à l’aide d’une fente.

Le balayage de la scène permet de réaliser les mesures du spectre pour chaque point de la scène et donc de reconstruire, portion d’image par portion d’image, l’image spectrale cube complète (figure 1.3). Ce mode d’acquisition par balayage de la scène à travers une fente dans la direction du déplacement du porteur est appelé ”push broom” [3] ou ”défilant” ([9] chap.2). Une autre méthode de mesure permet d’acquérir indirectement une spectro-image : la spectro-imagerie par transformée de Fourier. La description de cette méthode est donnée dans la section suivante.

1.2.2 Le spectro-imageur par transformée de Fourier

La spectrométrie par transformée de Fourier repose sur des dispositifs produisant des interférences à deux ondes (interféromètres) qui génèrent une modulation spatiale de l’énergie (appelé champ d’interférences) provenant de la superposition dans une région de l’espace de deux ondes cohérentes ayant parcouru des chemins différents (c’est à dire présentant entre elles un déphasage ou une différence de marche). Les lieux des points d’iso-énergie forment des franges d’interférence dont la forme dépend des conditions d’observation et de superposition des ondes. Dans le cadre de l’analyse d’une scène à travers un spectromètre par transformée de Fourier, la lumière provenant de chaque point source est séparée dans les deux voies de l’interféromètre. La variation de la longueur de chemin optique appliquée à l’un des deux bras produit une modulation de l’intensité de ces points qui est la fonction d’autocorrélation temporelle de la lumière provenant de la scène, appelée aussi interférogramme.

L’interférogramme est la valeur du flux mesuré en fonction de la différence de marche δ introduite dans l’interféromètre. Ainsi pour une onde incidente monochromatique de flux B_0 pour le nombre d’onde σ , le flux I mesuré à la sortie de l’interféromètre est :

$$I = \frac{1}{2} \times B_0(1 + \cos 2\pi\sigma\delta) \quad (1.1)$$

Principe des spectromètres imageurs étudiés

C'est une fonction sinusoïdale de la différence de marche δ entre les deux ondes. L'amplitude de la sinusoïde est proportionnelle au flux reçu B_0 et sa fréquence est proportionnelle à $\sigma = \frac{1}{\lambda}$.

Lorsque que la source n'est plus monochromatique, le flux émergent total pour une différence de marche δ devient :

$$I(\delta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma\delta) d\sigma \quad (1.2)$$

où σ est le nombre d'onde et $B(\sigma)d\sigma$ est le flux élémentaire transporté par l'élément spectral $d\sigma$. $B(\sigma)$ est donc la densité spectrale d'énergie mesurée ou le spectre de luminance.

Intéressons nous au spectro-imageur par transformée de Fourier statique qui se base sur un interféromètre à décalage latéral de type Michelson ou Sagnac (architecture cyclique) utilisant un dispositif de séparation. Un système de franges d'interférences d'égale inclinaison est produit dans le plan de localisation par introduction d'un décalage entre les deux voies de l'interféromètre. La figure 1.4 illustre schématiquement le fonctionnement du spectro-imageur par transformée de Fourier statique.

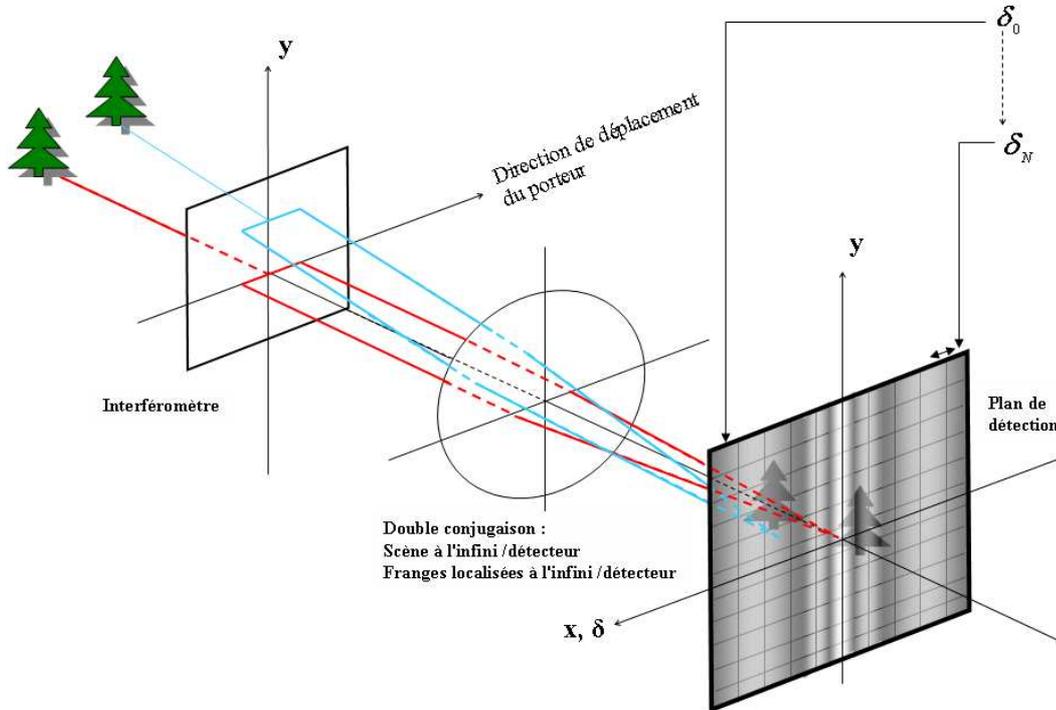


Fig. 1.4 – Spectro-imageur par transformée de Fourier statique

L'architecture des interféromètres constitutifs de ces spectro-imageurs est telle que la différence de marche varie spatialement. Dans le cadre de cette thèse, nous retenons plus particulièrement l'architecture du spectro-imageur statique grande étendue aéroporté dont un démonstrateur CaHyD (Caméra Hyperspectrale de Démonstration) a été réalisé [9] pour un fonctionnement dans le visible. Ce spectro-imageur statique est basé sur un interféromètre de Michelson à dièdres droits dont l'effet est que les rayons dédoublés avec une différence de marche δ ressortent parallèles et traduits d'une quantité t égale au double de la translation transversale fixe introduite entre les deux dièdres. A chaque instant, le flux de l'ensemble de la scène étudiée est reçu par le détecteur.

En un point du détecteur, la différence de marche dépend de la translation \vec{t} introduite entre les rayons issus des deux voies de l'interféromètre et de leur inclinaison (angle de champ θ sous lequel est vu le point source) telle que :

$$\delta = t \sin(\theta - \theta_0) \quad (1.3)$$

où θ_0 est l'angle sous lequel les rayons dédoublés ressortent en phase de l'interféromètre. La figure 1.5 illustre ce principe :

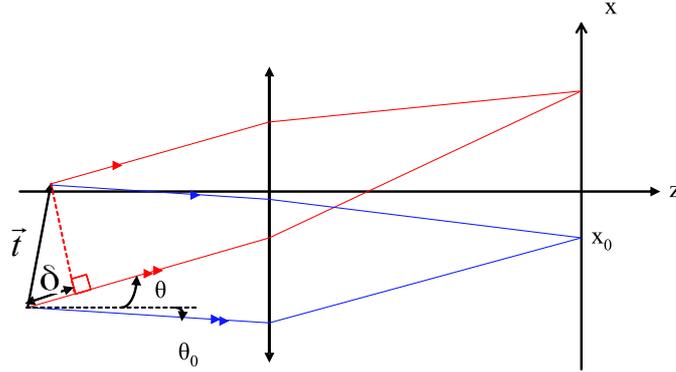


Fig. 1.5 – Différences de marche créées par une translation \vec{t} des rayons dédoublés par le dispositif de séparation d'un interféromètre à décalage latéral .

L'excursion maximale de différence de marche est donnée par l'angle de champ maximal θ_{max} sous lequel la scène est observée :

$$\delta_{max} = t \sin(\theta_{max}) \quad (1.4)$$

avec

$$\tan(\theta_{max}) = \frac{N_{pixel} \times pitch}{2f} \quad (1.5)$$

où N_{pixel} est le nombre de pixels dans une direction du détecteur, *pitch* le pas du pixel et f la focale de l'objectif. La conjugaison entre le plan de localisation des franges et un détecteur matriciel et entre la scène et ce même détecteur permet de superposer les franges d'interférences et l'image de la scène sur le plan de détection et donc de mesurer la modulation de l'intensité de chaque point de la scène. Ainsi, pour un spectro-imageur aéroporté, à chaque position du porteur suivant une trajectoire supposée rectiligne au dessus de la scène étudiée est mesurée une valeur du signal modulé pour une différence de marche variable pour chaque point de la scène.

Contrairement à la méthode classique en champ défilant présentée précédemment, cette méthode ne permet pas une mesure directe et instantanée du spectre d'un ensemble de points de la scène mais requiert une modification du montage pour la mesure de l'information manquante. Ceci est obtenu par mouvement de la scène. L'architecture de ce spectro-imageur est décrite dans la figure 1.7.

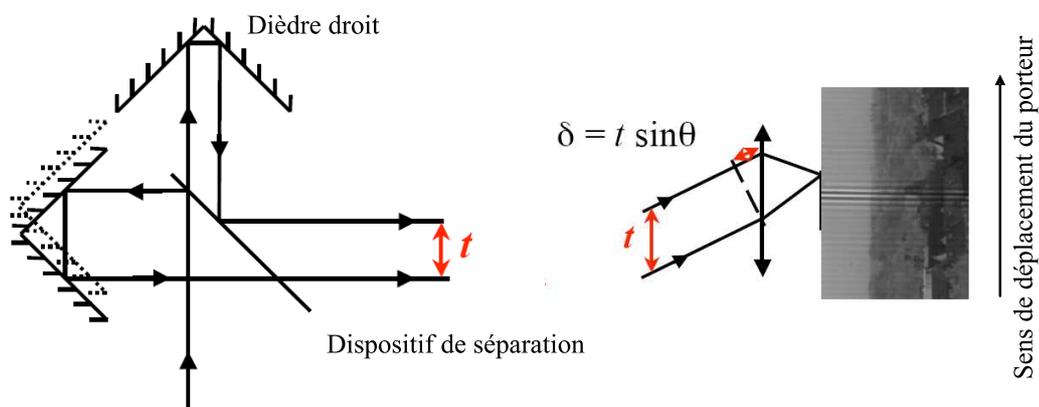


Fig. 1.6 – Architecture du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD

Le spectromètre constitutif de CaHyD produit des franges d'égale inclinaison localisées à l'infini et perpendiculaires à la trajectoire du porteur (figure 1.6).

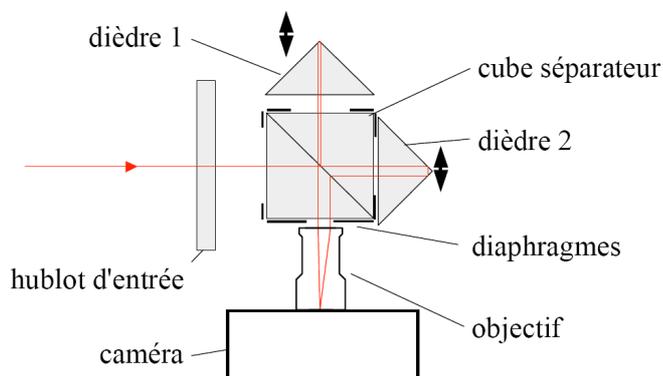


Fig. 1.7 – Réalisation expérimentale du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD

Chaque colonne du détecteur correspond ainsi à une valeur de différence de marche. A chaque instant, le flux incident sur le détecteur matriciel provient de toute la scène. La variation temporelle de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre produit une modulation de l'intensité de chaque point de la scène. Le spectre $B(\sigma)$ en fonction du nombre d'onde σ pour chaque point de l'image de la scène est ensuite calculé par transformée de Fourier de l'interférogramme enregistré. En d'autres termes, l'image cube de la fonction d'autocorrélation de dimensions (x,y,δ) de la scène est mesurée (figure 1.8) et l'image spectrale cube de dimensions (x,y,σ) est calculée par transformée de Fourier de l'interférogramme de chaque pixel. La figure 1.9 illustre un exemple d'image expérimentale acquise avec CaHyD.

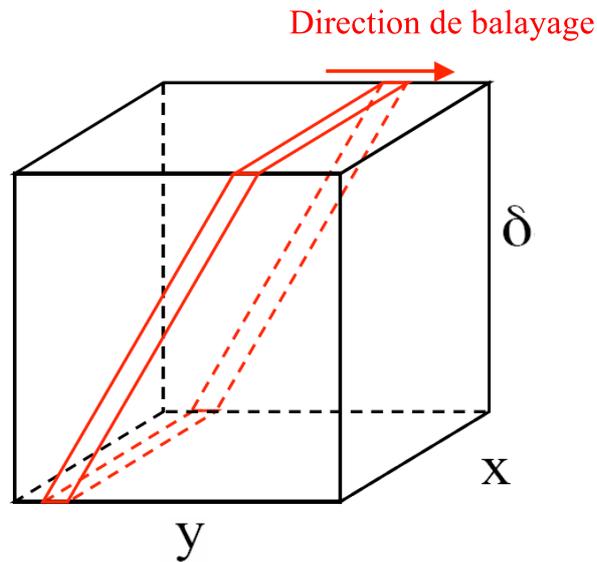


Fig. 1.8 – Image spectrale cube réalisée par une méthode telle que la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue. A chaque instant, chaque colonne du détecteur correspond à une valeur de différence de marche ; une valeur de l'interférogramme pour une différence de marche différente est donc enregistrée pour chaque point de la scène.



Fig. 1.9 – Exemple d'image spectrale reconstruite à partir des acquisitions du démonstrateur de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue CaHyD. Les résultats sont représentés en fausses couleurs

1.3 Comparaison de la spectrométrie par transformée de Fourier statique à la spectrométrie par réseau en mode pushbroom

Nous allons déterminer, pour chacune des deux méthodes considérées, le rapport signal sur bruit pour un élément spectral mesuré pendant un temps d'intégration donné. On considère une source ponctuelle et un monodétecteur représentant un pixel de la matrice de détection.

1.3.1 Conditions de comparaison

Pour les deux systèmes, nous supposons que le nombre de pixels de l'image est N dans la direction de déplacement du porteur et M dans l'autre direction. Appelons T le temps nécessaire pour acquérir l'image spectrale cube totale.

1.3.1.1 Spectro-imagerie par réseau en mode push-broom

En mode push-broom, à chaque position du porteur, une ligne de la scène composée de N pixels est observée par le détecteur. La lumière provenant de chaque pixel de cette ligne et dispersée dans la direction orthogonale au mouvement du porteur est observée pendant un temps $T_m = T/N$ par un détecteur matriciel. Pour un pixel de la ligne, le nombre de photons récolté est le même que celui qui serait récolté par le spectro-imageur, équipé de la même optique de collection et d'une barrette de photodétecteurs observant ce pixel pendant un temps T_m . Dans l'hypothèse que le nombre d'éléments spectraux mesurés est N , cela est équivalent à observer le pixel de la scène avec un spectromètre équipé d'un mono-détecteur pendant un temps T_m .

1.3.1.2 Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique grande étendue

A chaque position du porteur, la scène entière est observée et une valeur de l'interférogramme pour une différence de marche donnée est enregistrée pour chaque pixel de la scène observée. L'interférogramme complet pour un point de la scène est donc acquis lorsque le spectro-imageur a parcouru la scène entière. Pour estimer le spectre d'un pixel de la scène, il faut donc attendre que ce dernier ait parcouru tout le champ étudié, c'est à dire le temps T . On a alors un interférogramme pour N valeurs différentes de la différence de marche. Supposons que la mesure est réalisée pour la partie positive de l'interférogramme, le spectre est alors obtenu pour N valeurs de nombre d'onde. A chaque instant tout le flux de la scène observée arrive sur le détecteur. Ainsi, le nombre de photons récolté pour un pixel est le même que celui qui serait récolté par un spectromètre par transformée de Fourier non imageur, équipé de la même optique de collection et d'un mono-détecteur, et observant ce pixel pendant un temps T .

1.3.1.3 Schémas équivalents des méthodes de spectro-imagerie que l'on souhaite comparer

Les deux méthodes de spectro-imagerie sont comparées dans une configuration de photométrie équivalente; c'est à dire que le nombre de photons intervenant dans la mesure du spectre est identique pour les deux méthodes. Dans la suite, nous considérons une source ponctuelle (le pixel de la scène observée), un monodétecteur et une optique de collection identiques dans les deux cas comparés. Le schéma 1.10 illustre les architectures équivalentes.

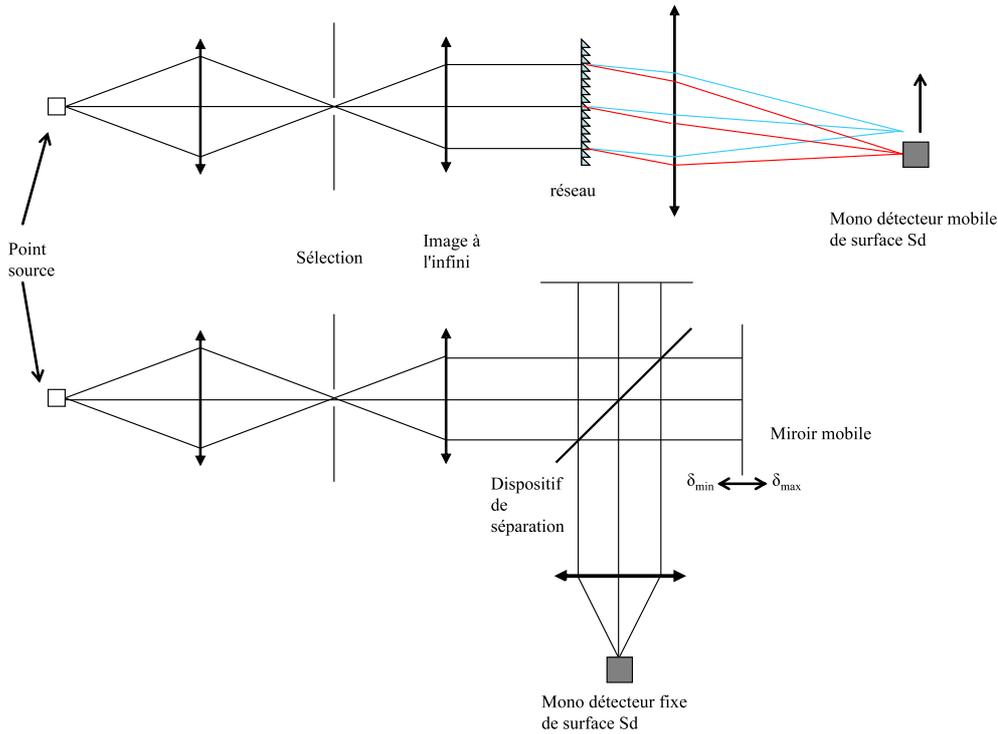


Fig. 1.10 – Spectro-imageurs à réseau et par transformée de fourier dans une configuration de photométrie équivalente

Le spectro-imageur à réseau est équipé d'un mono-détecteur mobile et observe la source pendant le temps T , c'est à dire chacun des N éléments spectraux pendant le temps T_m . De même, le spectro-imageur par transformée de Fourier est équipé du même mono-détecteur et observe la source pendant le temps T , c'est à dire chacun des N éléments de l'interférogramme pendant le temps T_m . Les deux méthodes de mesures du spectre sont comparées à temps de mesure total T identique. Le détecteur est le même : le bruit associé \vec{b} est donc identique, additif, de moyenne nulle et de variance γ_b^2 . L'interférogramme $I(\delta)$ étant une fonction paire, seules les différences de marches positives sont considérées dans le reste de l'étude. Le nombre d'échantillons de l'interférogramme est donc égal à celui du spectre. Nous supposons ainsi dans la suite que le nombre d'éléments spectraux estimés est égal à N pour les deux méthodes comparées.

1.3.2 Aspects photométriques

Nous allons calculer le spectre mesuré par l'instrument en fonction des caractéristiques de la source et du système d'imagerie. Pour cela nous prenons en compte les paramètres de l'optique de collection et la luminance de la scène $L(\lambda)$ ¹. En un point de la scène observée, le rayonnement est caractérisé par la contribution élémentaire de la luminance sur une bande spectrale comprise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$. Cette contribution élémentaire est la luminance spectrique $\frac{dL_s}{d\lambda}$ ou densité spectrale de luminance du pixel source. Lorsque le flux en provenance de la scène est mesuré en nombre de photons, on parle de la luminance

¹La luminance au point (x,y) et dans la direction (u,v) est l'intensité par unité de surface apparente et par unité d'angle solide dans cette direction.

Comparaison de la spectrométrie par transformée de Fourier statique à la spectrométrie par réseau en mode pushbroom

spectrique photonique et on note :

$$\frac{dL_s^p(\lambda)}{d\lambda} = \varepsilon(\lambda) \left[\frac{dL(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T + \frac{\varrho(\lambda)}{\pi} \frac{dE(\lambda)}{d\lambda} \quad (1.6)$$

Le terme $\varepsilon(\lambda) \left[\frac{dL(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T$ est la partie émissive et $\frac{\varrho(\lambda)}{\pi} \frac{dE(\lambda)}{d\lambda}$ la partie reflective considérant un corps noir à la température T, un albédo ϱ , une émissivité ε et l'éclairement E [1]. Rappelons que la loi de Planck donne la luminance énergétique spectrique du corps noir à la température T en fonction de la longueur d'onde λ :

$$\left[\frac{dL_s^e(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (1.7)$$

exprimée en $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$. On peut alors déduire la luminance photonique spectrique par unité de longueur d'onde. En effet, un photon de fréquence ν ou de $\lambda = \frac{c}{\nu}$ a une énergie $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ et l'on peut écrire :

$$\left[\frac{dL_s^p(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (1.8)$$

exprimée en $photons.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$.

Pendant le temps d'intégration T_m d'un élément spectral, le spectro-imageur mesure la densité spectrale d'énergie en fonction du nombre d'onde. Cette grandeur dépend de la luminance spectrique de la source à l'entrée du système optique, de l'étendue du faisceau admise par le spectro-imageur et de l'efficacité du détecteur.

Le signal reçu par le détecteur est lié à sa luminance photonique spectrique photonique apparente $dL_r^p/d\lambda$ donnée par :

$$\left[\frac{dL_r^p(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T = \left[\frac{dL_s^p(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T \tau_{atm} \tau_{op} \eta \quad (1.9)$$

où τ_{atm} est la transmission du milieu, τ_{op} est la transmission du système optique considéré et η est l'efficacité quantique du détecteur. La densité spectrale d'énergie au niveau du détecteur (en nombre de $photons.s^{-1}.\mu m^{-1}$) est alors donnée par :

$$B(\lambda) = G \left[\frac{dL_r^p(\lambda)}{d\lambda} \right]_{CN}^T \quad (1.10)$$

où G est l'étendue géométrique du système de collection de la lumière décrit par la figure 1.11 :

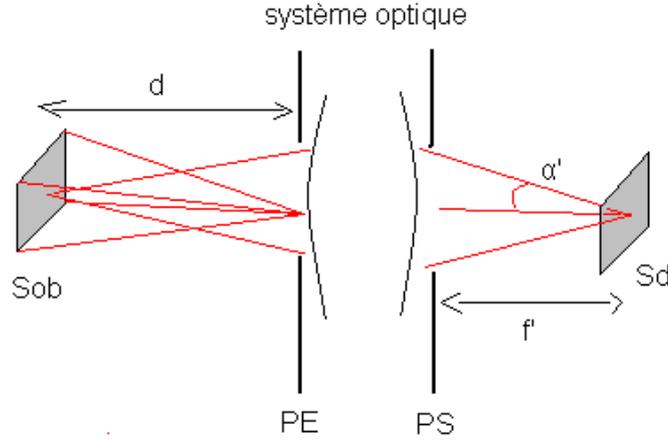


Fig. 1.11 – Configuration d'un capteur d'images

$$G = \pi S_d \sin^2(\alpha') = \frac{\pi S_d}{4ON^2} \quad (1.11)$$

où α' est le demi angle d'ouverture. S_d est la surface du détecteur et ON l'ouverture numérique. L'étendue géométrique est exprimé en $m^2.sr$.

Si l'on considère la conjugaison infini-plan focal image (figure 1.11), le nombre d'ouverture du système est défini par

$$ON = \frac{1}{2\sin(\alpha')} = \frac{f'}{D} \quad (1.12)$$

où D est le diamètre de la pupille d'entrée (PE) du système de collection de la lumière.

Dans le cas du spectro-imageur utilisant un élément dispersif, le détecteur reçoit directement le flux $B(\lambda)$. Pour le spectro-imageur par transformée de Fourier, le monodétecteur mesure l'interférogramme qui correspond, pour chaque différence de marche, au flux $B(\sigma)$ (en nombre de $photons.s^{-1}.cm$) provenant de la zone (pixel source) dont il est l'image. La luminance spectrique photonique apparente $dL_r^p(\sigma)/d\sigma$ de la source est :

$$\frac{dL_r^p(\sigma)}{d\sigma} = \frac{dL_r^p(\lambda)}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\sigma} \quad (1.13)$$

$$= \frac{dL_r^p(\lambda)}{d\lambda} \frac{1}{\sigma^2} \quad (1.14)$$

où $\lambda = \frac{1}{\sigma}$. La luminance photonique spectrique de la source de température T est exprimée par unité de nombre d'onde telle que :

$$\left[\frac{dL_s^p(\sigma)}{d\sigma} \right]_{CN}^T = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \frac{1}{\sigma^2} = \frac{2c\sigma^2}{\exp\left(\frac{hc}{kT}\right) - 1} \quad (1.15)$$

exprimée en $photons.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.cm$. L'expression de la densité spectrale d'énergie $B(\sigma)$ mesurée par le spectro-imageur par transformée de Fourier est :

$$B(\sigma) = G \left[\frac{dL_r^p(\sigma)}{d\sigma} \right]_{CN}^T \quad (1.16)$$

Comparaison de la spectrométrie par transformée de Fourier statique à la spectrométrie par réseau en mode pushbroom

mesurée en nombre de *photons.s⁻¹.cm*.

1.3.3 Échantillonnage de la mesure

Dans la pratique et pour les deux configurations considérées, la mesure est réalisée pour un nombre de points donné. Dans le cas du spectro-imageur à réseau, le spectre est mesuré directement avec un pas d'échantillonnage lié à la taille du détecteur. Dans le cas du spectro-imageur par transformée de Fourier, l'étendue finie de l'interférogramme mesuré fixe la résolution spectrale. Nous étudions dans cette section l'échantillonnage de la mesure dans les deux cas et nous montrons que dans ces deux configurations, la relation entre la mesure et le spectre à estimer peut se mettre sous la forme d'un produit matrice-vecteur. Ce résultat nous sera utile pour étudier la variance du bruit d'estimation par la suite.

1.3.3.1 Spectro-imageur à réseau

Le réseau disperse le spectre de la source que l'on vient mesurer avec un détecteur d'étendue spatiale non-nulle. Cela revient à intégrer la fonction $B(\lambda)$ sur la bande $\Delta\lambda = (\lambda_{k+1} - \lambda_k)$ autour de λ sur l'intervalle $[\lambda_{min}; \lambda_{max}]$, supposée petite et indépendante de λ . Le signal mesuré (en nombre de photons) pendant le temps d'intégration T_m sur l'intervalle spectral $[\lambda_k, \lambda_{k+1}]$, $k \in [0, N - 1]$, où N est le nombre d'éléments spectraux mesurés, est donc :

$$I_k = T_m \int_{\lambda_k}^{\lambda_{k+1}} B(\lambda) d\lambda \quad (1.17)$$

$$= T_m \times B_k \times [\lambda_{k+1} - \lambda_k] \quad (1.18)$$

où $B_k = B(\lambda_k)$ si on suppose que la fonction $B(\lambda)$ est approximativement constante sur des intervalles de largeur $(\lambda_{k+1} - \lambda_k)$.

1.3.3.2 Spectro-imageur par transformée de Fourier

En supposant que les transmissions sur les deux voies du Michelson sont égales à 1/2, le nombre de photons mesuré pour une différence de marche δ pendant le temps d'intégration T_m est égal à :

$$I(\delta) = T_m \int_0^{+\infty} B(\sigma) \frac{1 + \cos 2\pi\sigma\delta}{2} d\sigma \quad (1.19)$$

Dans la pratique, l'interférogramme est échantillonné. Supposons qu'il soit mesuré pour N différences de marche positives $\delta_i = i \times \Delta\delta$, $i \in [0, N - 1]$. Il vient :

$$I(\delta_i) = T_m \int_0^{+\infty} B(\sigma) \frac{1 + \cos(2\pi i \Delta\delta \sigma)}{2} d\sigma \quad (1.20)$$

Définissons la différence de marche maximale atteinte $\delta_{max} = (N - 1) \times \Delta\delta$. L'interférogramme étant pair, il est connu de $-\delta_{max}$ à $+\delta_{max}$, soit sur $2N - 1$ points. Par conséquent, appliquons une propriété bien connue concernant l'échantillonnage de la transformée de Fourier (ou de la transformée de Fourier inverse). Pour un interférogramme de longueur $2\delta_{max} = (2N - 1) \times \Delta\delta$ échantillonné sur $2N - 1$ points avec un pas égal à $\Delta\delta$, l'échantillonnage du spectre obtenu par sa transformée de Fourier inverse s'effectue avec un pas à $\Delta\sigma = \frac{1}{2\delta_{max}}$ sans perdre d'information tel que :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2\delta_{max}} = \frac{1}{(2N - 1)\Delta\delta} \quad (1.21)$$

Le spectre est lui aussi pair, cela revient à l'estimer entre $-\sigma_{max}$ et $+\sigma_{max}$ tel que :

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2\Delta\delta} \quad (1.22)$$

En d'autres termes, l'intégrale de l'équation 1.20 peut s'écrire comme une somme de Riemann en fonction du spectre correctement échantillonné ² :

$$I(\delta_i) = T_m \sum_{j=0}^{N-1} B(\sigma_j) \frac{1 + \cos 2\pi\sigma_j\delta_i}{2} \Delta\sigma \quad (1.23)$$

où chaque nombre d'onde est donné par :

$$\sigma_j = j\Delta\sigma = \frac{j}{(2N-1)\Delta\delta} \quad (1.24)$$

On peut donc réécrire la relation 1.23 de la manière suivante :

$$I(\delta_i) = T_m\Delta\sigma \sum_{i=0}^{N-1} B(\sigma_j) \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{ij}{2N-1} \right) \right] \quad (1.25)$$

L'équation (1.25) montre que la mesure par transformée de Fourier est multiplexée. En effet, pour une différence de marche donnée, le signal mesuré correspond à une somme pondérée de tous les échantillons du spectre.

1.3.4 Discrétisation du spectre

Définissons le vecteur des valeurs mesurées \vec{I} tel que $I_i = I(\delta_i), i \in [0, N-1]$, et le vecteur des valeurs à estimer \vec{B} tel que $B_j = B(\sigma_j), j \in [0, N-1]$. Dans les deux configurations de photométrie équivalente étudiées, ces deux vecteurs se déduisent l'un de l'autre par une transformation matricielle :

$$\vec{I} = M\vec{B} \quad (1.26)$$

où M est une matrice de dimensions $N \times N$.

Dans le cas du spectro-imageur à réseau, cette matrice est :

$$M = T_m\Delta\lambda\mathbb{I} \quad (1.27)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité. Dans le cas du spectro-imageur par transformée de Fourier, la matrice M s'écrit de la manière suivante :

$$M_{ij} = T_m\Delta\sigma \frac{1 + \cos(2\pi\frac{ij}{2N-1})}{2}, (i, j) \in [0, N-1] \times [0, N-1] \quad (1.28)$$

1.3.5 Prise en compte du bruit sur la mesure et estimation du spectre

Dans les deux configurations de mesure du spectre, en présence de bruit, la mesure s'écrit de la manière suivante :

$$\widehat{\vec{I}} = M\vec{B} + \vec{b} \quad (1.29)$$

²On peut remarquer que j prend des valeurs entre 0 et $N-1$, ce qui revient à intégrer sur la partie du spectre correspondant aux nombres d'onde positifs.

Conclusion

avec \vec{b} , le vecteur aléatoire représentant le bruit sur la mesure I. Il est de moyenne nulle et sa matrice de covariance s'écrit sous la forme suivante :

$$\Gamma^b = \langle \vec{b} \vec{b}^t \rangle \quad (1.30)$$

où $\langle . \rangle$ est l'espérance mathématique et t la transposée hermitienne. Les éléments diagonaux de la matrice de covariance Γ^b donnés par $v_k = \Gamma_{kk}^b$ représentent la variance du bruit sur chacun des canaux. L'objectif est d'estimer le spectre \vec{B} :

$$\widehat{\vec{B}} = \frac{M^{-1} \vec{I}}{\Delta} \quad (1.31)$$

$$= \frac{\vec{B} + M^{-1} \vec{b}}{\Delta} \quad (1.32)$$

$$= \frac{\vec{B} + \vec{b}'}{\Delta} \quad (1.33)$$

où $\Delta = \Delta\lambda$ ou $\Delta\sigma$ selon la méthode considérée. Le vecteur $\vec{b}' = M^{-1} \vec{b}$ est le bruit sur le spectre estimé et est caractérisé par sa matrice de covariance :

$$\Gamma^{b'} = \langle M^{-1} \vec{b} \vec{b}^t (M^{-1})^t \rangle \quad (1.34)$$

$$= M^{-1} \Gamma^b (M^{-1})^t \quad (1.35)$$

Ces résultats seront utilisés dans le chapitre suivant pour évaluer le bruit d'estimation du spectre dans les deux configurations étudiées.

1.4 Conclusion

L'étude des spectro-imageurs équivalents en termes de photométrie nous a permis d'établir la comparaison entre les deux méthodes étudiées. La mesure par transformée de Fourier est une mesure multiplexée car les différentes composantes spectrales sont simultanément reçues par le détecteur. Ainsi le flux total détecté est plus important que lors de la mesure directe du spectre avec un élément dispersif. On peut donc penser que la méthode TF sera plus robuste au bruit. Cependant, cela dépendra de la statistique de bruit dominant, et cet avantage pourra être remis en question si la variance du bruit est proportionnelle au signal, ce qui est le cas pour le bruit de Poisson.

C'est pourquoi, dans le chapitre 2, nous définirons le rapport signal à bruit sur l'estimation du spectre dans les deux configurations considérées. Le gain de la spectro-imagerie par transformée de Fourier pourra ensuite être évalué dans différentes hypothèses de bruits perturbant la mesure, en fonction de la physique du détecteur employé et de la bande de longueur d'onde considérée.

Chapitre 2

Gain en RSB de la spectro-imagerie par transformée de Fourier

Dans le chapitre précédent, nous avons donné l'expression du spectre estimé directement par réseau et indirectement par transformée de Fourier en prenant en compte la photométrie de la scène observée. Dans ce deuxième chapitre, nous présenterons une estimation du rapport signal sur bruit [11] pour chacune de ces méthodes, ce qui permettra de comparer leurs performances. Nous étudierons, pour cela, le flux reçu par un pixel du détecteur pour chaque méthode et la variance d'estimation du spectre en prenant en compte différent type de bruit sur la mesure. Nous pourrons ainsi introduire la notion de rapport signal sur bruit et déterminer les conditions d'existence du gain de la mesure par transformée de Fourier par rapport à la méthode directe. Enfin, les figures de mérite établies lors de cette étude seront utilisées pour comparer les différentes méthodes dans le cadre d'un scénario de détection d'une raie d'un gaz.

2.1 Définition de trois méthodes d'acquisition du spectre estimé

Dans le cadre de l'observation terrestre, nous donnons dans cette section l'expression du flux reçu par le détecteur élémentaire (pixel) de surface S_d lors de la mesure du spectre d'un objet de type corps noir et pour les trois méthodes étudiées à partir de la densité spectrale d'énergie mesurée par le spectro-imageur équation (1.16). Ce flux reçu est donné en nombre de photons mesurés par bande pour une température T du corps noir.

2.1.1 Mesure utilisant un élément dispersif

Le spectre est instantanément mesuré pour chaque pixel de la fente mais seule une portion du flux total de la scène (correspondant à la ligne délimitée par l'image de la fente) arrive sur le détecteur. L'échantillonnage du spectre se fait avec un pas constant $\Delta\lambda$ pour N_{D_λ} éléments spectraux mesurés :

$$D_\lambda(\lambda_k) = T_m \Delta\lambda B_\lambda(\lambda_k) \quad (2.1)$$

avec :

$$\lambda_k = \lambda_{min} + k\Delta\lambda \quad (2.2)$$

où $k \in [0, N_{D_\lambda} - 1]$. Le pas d'échantillonnage est donné par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{N_{D_\lambda}} \quad (2.3)$$

Nous notons cette mesure " D_λ " dans la suite de l'étude.

2.1.2 Mesure par transformée de Fourier

Le flux reçu par un pixel provient de toute la scène et est donné en nombre de photons mesurés sur la bande spectrale $\Delta\sigma$ dans l'intervalle $[\sigma_{min}; \sigma_{max}]$. Ce flux reçu par pixel peut alors être échantillonné avec un pas $\Delta\sigma$ (équation 1.21) et est tel que :

$$M_{TF}(\sigma_k) = T_m \Delta\sigma B_\sigma(\sigma_k) \quad (2.4)$$

où T_m est le temps d'intégration et $B_\sigma(\sigma_k)$ est la densité spectrale d'énergie mesurée par le spectro-imageur par transformée de Fourier. Un nombre d'onde de l'intervalle est donné par :

$$\sigma_k = k\Delta\sigma \quad (2.5)$$

où $k \in [0, N_{TF} - 1]$. Le pas d'échantillonnage est :

$$\Delta\sigma = \sigma_{k+1} - \sigma_k = \frac{2\sigma_{max} + 1}{N_{TF}} \quad (2.6)$$

où N_{TF} est le nombre d'échantillons défini par :

$$N_{TF} = \frac{2\delta_{max}}{\Delta\delta_{max}} + 1 \quad (2.7)$$

Ainsi, avec cette méthode que nous notons dorénavant "TF", le spectre estimé est échantillonné régulièrement en σ . Pour faciliter la comparaison à la méthode directe D_λ , une autre méthode directe noté " D_σ " est définie dans la section suivante.

2.1.3 Mesure directe échantillonnée régulièrement en σ

Imaginons une méthode de mesure directe du spectre dont l'échantillonnage se ferait régulièrement en σ avec un pas $\Delta\sigma$ constant pour un nombre N_{D_σ} d'éléments spectraux. Ce type de mesure noté " D_σ " est purement théorique, il n'existe pas d'instrument permettant d'y avoir accès. Néanmoins, il permet d'évaluer le bilan radiométrique de la mesure directe réalisée dans les mêmes conditions d'échantillonnage que la méthode "TF" et ainsi de quantifier son avantage face à la méthode D_λ .

Le flux reçu par un détecteur élémentaire sur la bande spectrale $\Delta\sigma$ est donné par :

$$D_\sigma(\sigma_k) = T_m \Delta\sigma B_\sigma(\sigma_k) \quad (2.8)$$

Les éléments spectraux sont définis par :

$$\sigma_k = \sigma_{min} + k\Delta\sigma \quad (2.9)$$

où $k \in [0, N_{D_\sigma} - 1]$ et le pas d'échantillonnage est donné par :

$$\Delta\sigma = \sigma_{k+1} - \sigma_k \quad (2.10)$$

$$= \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{N_{D_\sigma}} \quad (2.11)$$

2.2 Principaux types de bruits perturbant la mesure

Pour toutes les méthodes étudiées, nous prendrons en compte deux types de bruits. Le premier est le bruit du détecteur. Pour le caractériser, nous supposons un vecteur de variables aléatoires gaussiennes de moyenne nulle et de matrice de covariance Γ^b (équation 1.30). Nous supposons que ce bruit est indépendant d'une mesure à l'autre. La matrice de covariance associée est donc diagonale et nous pouvons l'écrire sous la forme suivante :

$$\Gamma^b = \langle \vec{b} \vec{b}^t \rangle = \gamma_b^2 \mathbb{I} \quad (2.12)$$

où les éléments diagonaux $v_k = \gamma_b^2$ représentent la variance du bruit additif sur chacun des canaux. Ce bruit qui englobe le bruit de lecture et le courant d'obscurité¹ est indépendant du signal ou "additif" (il s'ajoute au signal). De l'équation 1.29, on déduit les moments statistiques du premier et du deuxième ordre pour la mesure en présence de bruit additif tels que :

$$\langle \widehat{I}_k \rangle = I_k \quad (2.14)$$

$$\langle (\widehat{I}_k - \langle \widehat{I}_k \rangle)^2 \rangle = Var[\widehat{I}_k] = Var[b_k] = v_k = \gamma_b^2 \quad (2.15)$$

Le second bruit à prendre en compte est le bruit de photons [12] dû au fait que la source émet un nombre moyen de photons égal à I pendant le temps d'acquisition T . Ce bruit est donc dépendant de l'intensité moyenne de la source. La mesure \widehat{I} est donc une variable aléatoire distribuée avec une loi de Poisson telle que :

$$P(\widehat{I}) = e^{-I} \frac{I^{\widehat{I}}}{\widehat{I}!} \quad (2.16)$$

où \widehat{I} est un entier naturel. Cette variable aléatoire est caractérisée par sa moyenne et sa variance telles que :

$$\langle \widehat{I}_k \rangle = \sum \widehat{I}_k P(\widehat{I}_k) = I_k \quad (2.17)$$

$$Var[\widehat{I}_k] = \sum \widehat{I}_k^2 P(\widehat{I}_k) - (\langle \widehat{I}_k \rangle)^2 = I_k \quad (2.18)$$

La variance du bruit de photons augmente donc proportionnellement à l'intensité du signal. Dans la suite de notre étude, nous considérons l'influence de ces deux types de bruit sur la mesure \widehat{I} et nous supposons qu'ils sont statistiquement indépendants. Leurs contributions s'ajoutent et la variance totale $v_k = Var[\widehat{I}_k]$ du bruit sur la mesure \widehat{I} s'écrit donc sous la forme suivante :

$$v_k = I_k + \gamma_b^2 \quad (2.19)$$

¹La variance du bruit γ_b^2 est égal à la somme des contributions du bruit de lecture de variance $\gamma_{lecture}^2$ (exprimé en nombre d'électrons indépendant du temps d'intégration) et du bruit d'obscurité de variance $\gamma_{obscurite}^2$ non négligeable entre 8 et 12 μm pour un détecteur quantique et exprimé en nombre d'électrons équivalent au courant d'obscurité tel que :

$$\gamma_{obscurite}^2 = \frac{IT_i}{e} \quad (2.13)$$

Avec I le courant d'obscurité, T_i le temps d'intégration et $e = -1,6.10^{-19} Coulomb$

2.3 Estimation du RSB sur spectre estimé

2.3.1 Variance du bruit sur le spectre estimé pour les trois méthodes étudiées

Nous avons précédemment décrit la matrice de covariance $\Gamma^{b'}$ du bruit sur le spectre estimé (relation 1.34) relié à la mesure \widehat{I} par le produit matriciel en 1.29. Les éléments diagonaux $\Gamma_{kk}^{b'} = u_k$ de cette matrice de covariance représentent la variance du bruit sur le spectre estimé (ce dernier étant donné en nombre de photons) et peuvent être écrit sous la forme suivante :

$$u_k = \sum_{l=0}^{N-1} v_k(m_{kl})^2 \quad (2.20)$$

avec $m_{kl} = [M^{-1}]_{kl}$ avec $(k,l) \in [0, N-1] \times [0, N-1]$.

La variance $u_k = \text{Var}[\widehat{B}_k]$ sur le spectre estimé \widehat{B}_k (relation 1.31) peut alors être donnée dans chaque méthode de mesure en fonction de la variance du bruit sur la mesure.

2.3.1.1 Cas de la méthode D_λ

La variance du bruit sur la mesure \widehat{I}_k (1.29) est donnée par les relations 1.31 et 2.19 telle que :

$$v_{\lambda_k}^D = \gamma_b^2 + T_m \Delta \lambda B_\lambda(\lambda_k) \quad (2.21)$$

Comme la matrice M est proportionnelle à l'identité, la variance $u_{\lambda_k}^D$ sur le spectre estimé (équation 2.20) est telle que :

$$u_{\lambda_k}^D = \frac{v_{\lambda_k}^D}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \quad (2.22)$$

$$= \frac{\gamma_b^2}{T_m^2 (\Delta \lambda)^2} + \frac{B_\lambda(\lambda_k)}{T_m \Delta \lambda} \quad (2.23)$$

2.3.1.2 Cas de la méthode TF

On peut montrer ([9] équation A.8, p179) que le produit $M^{-1}.M^{-1T}$ est proportionnel à $\frac{1}{N_{TF}}$ lorsque le nombre de points de mesure N_{TF} est grand (ce qui est le cas dans la pratique). La variance du bruit sur le spectre estimé $u_{\sigma_k}^{TF}$ est donnée par :

$$u_{\sigma_k}^{TF} \simeq \frac{1}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \frac{8}{(N_{TF} - 1)^2} \sum_{k=0}^{N_{TF}-1} v_k \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \left[\frac{8}{N_{TF}} \gamma_b^2 + \frac{4}{N_{TF}} \sum_{k=0}^{N_{TF}-1} T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k) \right] \quad (2.25)$$

L'équation 2.24 montre que la variance du bruit est la même pour tous les éléments spectraux. Elle dépend, de plus, du spectre tout entier.

Condition d'existence du gain en RSB de la spectro-imagerie par transformée de Fourier

2.3.1.3 Cas de la méthode D_σ

Enfin, pour la mesure directe régulièrement échantillonnée en σ , la variance du bruit sur la mesure est donnée par :

$$v_{\sigma_k}^D = \gamma_b^2 + T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k) \quad (2.26)$$

ce qui permet de déduire l'expression de la variance du bruit sur le spectre estimé $u_{\sigma_k}^D$:

$$u_{\sigma_k}^D = \frac{v_{\sigma_k}^D}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \quad (2.27)$$

$$= \frac{\gamma_b^2}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} + \frac{B_\sigma(\sigma_k)}{T_m \Delta \sigma} \quad (2.28)$$

2.3.2 Définition du rapport signal sur bruit (RSB)

Indépendamment de la méthode de mesure, le rapport signal sur bruit sur l'estimateur $\widehat{B}_k(\sigma)$ peut être défini comme le rapport entre le flux moyen par temps d'intégration et par bande spectrale émis par la source et l'écart type du bruit sur l'estimation du spectre :

$$RSB_k = \frac{B_k}{\sqrt{Var[\widehat{B}_k]}} \quad (2.29)$$

où B_k est donné en 1.16 et 1.10 pour les deux méthodes d'échantillonnage et où $Var[\widehat{B}_k]$ est donné en 2.22, 2.24 et 2.27 . Ainsi, dans le cas de la méthode D_λ , le RSB par bande spectrale est défini par :

$$RSB^D(\lambda_k) = \frac{T_m \Delta \lambda B_\lambda(\lambda_k)}{\sqrt{v_{\lambda_k}^D}} \quad (2.30)$$

où $k \in [0, N_{D_\lambda} - 1]$.

Dans le cas de la méthode TF, ce rapport est donné par :

$$RSB^{TF}(\sigma_k) = \frac{T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k)}{\sqrt{\frac{8}{N_{TF}} \gamma_b^2 + \frac{4}{N_{TF}} \sum_{k=0}^{N_{TF}-1} T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k)}} \quad (2.31)$$

où $k \in [0, N_{TF} - 1]$.

Enfin, pour la méthode D_σ , le RSB est égal à :

$$RSB^D(\sigma_k) = \frac{T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k)}{\sqrt{v_{\sigma_k}^D}} \quad (2.32)$$

où $k \in [0, N_{D_\sigma} - 1]$.

2.4 Condition d'existence du gain en RSB de la spectro-imagerie par transformée de Fourier

Dans certaines conditions de mesure, le RSB de la mesure par TF est supérieur à celui de la mesure par un élément dispersif. Nous étudions dans cette section les conditions d'existence de cette supériorité que nous nommons "avantage multiplex".

2.4.1 Expression du gain multiplex

Le "gain multiplex" ρ_k pour un élément spectral mesuré [13] est donné par la relation suivante :

$$\rho_k = \frac{RSB^{TF}(\sigma_k)}{RSB^D(\lambda_k)} \quad (2.33)$$

$$= \sqrt{\frac{u_{\lambda_k}^D}{u_{\sigma_k}^{TF}}} \quad (2.34)$$

$$= \sqrt{\frac{\gamma_b^2 + T_m \Delta \lambda B_\lambda(\lambda_k)}{\frac{8}{N_{TF}} \gamma_b^2 + \frac{4}{N_{TF}} \sum_{k=0}^{N_{TF}-1} T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k)}} \quad (2.35)$$

où $\lambda_k = \frac{1}{\sigma_k}$.

Faisons l'hypothèse d'un spectre constant sur l'intervalle $[0, \sigma_{max}]$ et les spectro-imageurs des deux types (utilisant un élément dispersif et par TF) ont une même étendue géométrique (voir section 1.3). On définit alors :

$$T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k) = T_m \Delta \lambda B_\lambda(\lambda_k) = \beta_0 \quad (2.36)$$

et le gain peut s'écrire :

$$\rho_k = \sqrt{\frac{\gamma_b^2 + \beta_0}{\frac{8}{N_{TF}} \gamma_b^2 + 4\beta_0}} \quad (2.37)$$

$$= \sqrt{\frac{N_{TF}}{8} \frac{r+1}{r + \frac{N_{TF}}{2}}} \quad (2.38)$$

où $r = \frac{\gamma_b^2}{\beta_0}$.

2.4.2 Limites du gain en rapport signal sur bruit de la spectro-imagerie par transformée de Fourier

Trois cas de figure peuvent être considérés dans le cadre de la comparaison des méthodes TF et D_λ et de l'évaluation du gain multiplex.

2.4.2.1 Bruit de détecteur prépondérant pour les deux méthodes TF et D_λ

Dans ce cas, les variances des deux types de bruit sur la mesure respectent les conditions suivantes :

$$\gamma_b^2 \gg \beta_0 \quad (2.39)$$

$$\gamma_b^2 \gg \frac{N_{TF}}{2} \beta_0 \quad (2.40)$$

La condition la plus forte étant bien entendu la seconde. Dans ce cas, on déduit de (2.37) le gain multiplex classique :

$$\rho_k = \sqrt{\frac{N_{TF}}{8}} \quad (2.41)$$

2.4.2.2 Bruit de photons prépondérant pour les deux méthodes TF et D_λ

Les variances des bruits sur la mesure suivent alors les conditions suivantes :

$$\gamma_b^2 \ll \beta_0 \quad (2.42)$$

$$\gamma_b^2 \ll \frac{N_{TF}}{2} \beta_0 \quad (2.43)$$

La condition la plus forte étant bien entendu la première. Dans ce cas, le gain multiplex s'écrit :

$$\rho_k = \frac{1}{2} \quad (2.44)$$

Il n'y a donc pas de gain, mais plutôt une perte du RSB lors de la mesure TF par rapport à une méthode classique.

2.4.2.3 Bruit de détecteur prépondérant pour la méthode D_λ et où le bruit de photons est prépondérant pour la méthode TF

C'est le cas le plus fréquent. En effet, il y a beaucoup plus de photons pour la mesure multiplexée. Dans ce cas, les conditions sur les variances des bruits sur la mesure sont :

$$\beta_0 \ll \gamma_b^2 \ll \frac{N_{TF}}{2} \beta_0 \quad (2.45)$$

et le gain multiplex est égal à :

$$\rho_k = \sqrt{\frac{\gamma_b^2}{4\beta_0}} \quad (2.46)$$

Le gain multiplex n'existe que lorsque $\gamma_b > 2\sqrt{\beta_0}$; ce qui est le cas si la double condition mentionnée en 2.45 est respectée. D'autre part, dans ce cas, le gain multiplex est indépendant du nombre de points de mesure N_{TF} (voir figure 2.1).

$r = 500$

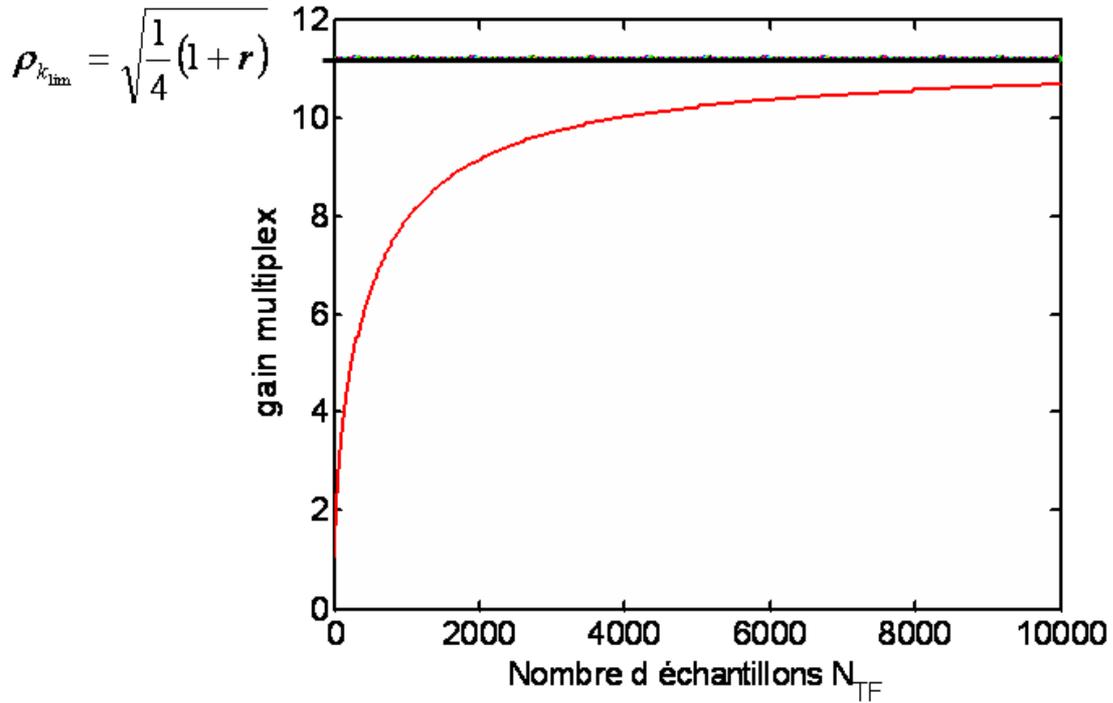


Fig. 2.1 – Variation du gain multiplex ρ_k en fonction de N_{TF} pour $r = 500$.

Ainsi, la considération de ces trois cas de figure permet de remarquer que le bruit de photons constitue une limite à l'existence de l'avantage multiplex. La courbe de la figure 2.2 représente le gain en fonction de $r = \frac{\gamma_b^2}{\beta_0}$ pour un nombre d'éléments spectraux mesurés $N_{TF} = 500$.

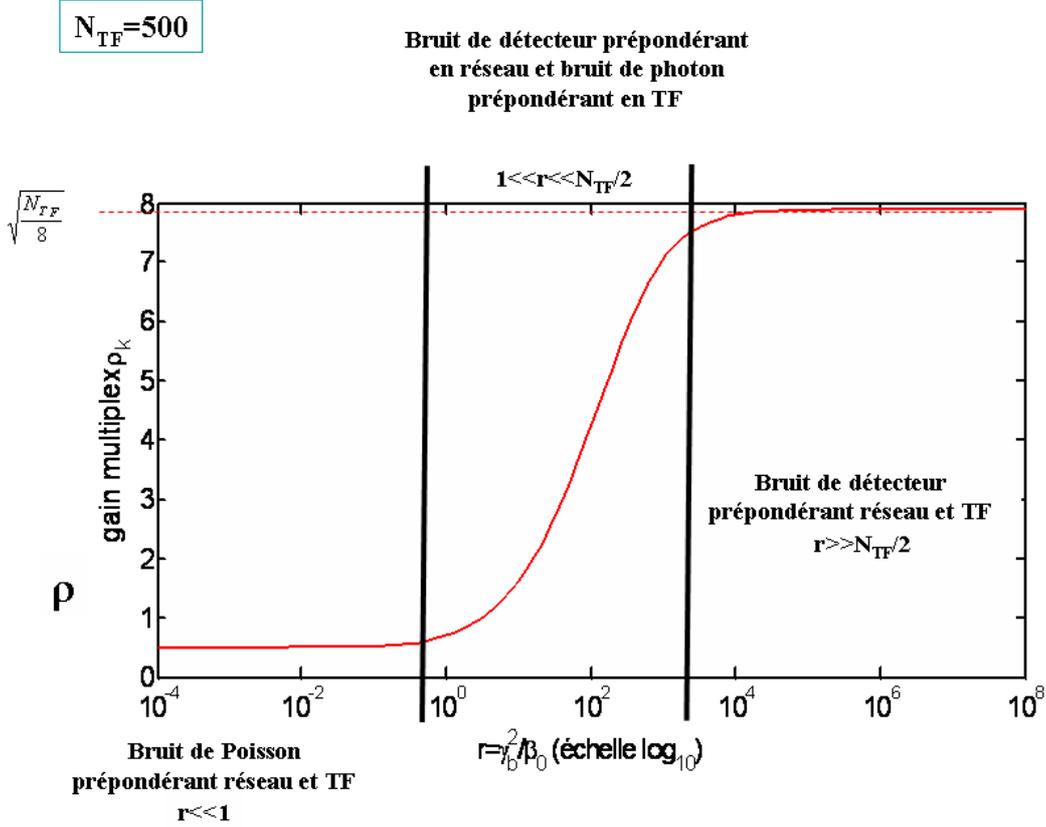


Fig. 2.2 – Variation du gain multiplex ρ_k en fonction de r pour $N_{TF} = 500$.

Lorsque $r \ll 1$, le bruit de photons est prépondérant et le gain est égal à $\frac{1}{2}$. Le gain augmente ensuite, avec l'importance du bruit additif pour devenir constant à partir de $r = \frac{N_{TF}}{2}$. De l'équation 2.37 (et pour un nombre N_{TF} élevé) est déduite cette valeur limite :

$$\rho_{lim} = \sqrt{\frac{1}{4} \left(1 + \frac{\gamma_b^2}{\beta_0} \right)} = \sqrt{\frac{1}{4} (1 + r)} \quad (2.47)$$

2.5 Application à la détection de la raie spectrale d'un gaz de largeur $\Delta\sigma$

2.5.1 Expression du RSB

Dans le cadre d'une scène constituée d'un nuage de gaz devant un fond, la luminance apparente L_{SC} de la scène résulte des contributions de la luminance spectrique du fond de la scène notée $L_{CN}(\sigma, T_f)$ et assimilée à la luminance spectrique d'un corps noir à la température du fond T_f et de la luminance spectrique propre du gaz notée $L_{CN}(\sigma, T_g)$ et assimilée à la luminance spectrique d'un corps noir à la température T_g . Si on appelle $\tau(\sigma)$ la transmittance du gaz, son émissivité est alors égale à $1 - \tau(\sigma)$. La luminance spectrique apparente de la scène s'écrit sous la forme suivante :

$$L_{SC}(\sigma) = L_{CN}(\sigma, T_f)\tau(\sigma) + L_{CN}(\sigma, T_g)[1 - \tau(\sigma)] \quad (2.48)$$

$$= [L_{CN}(\sigma, T_g) - L_{CN}(\sigma, T_f)][1 - \tau(\sigma)] + L_{CN}(\sigma, T_f) \quad (2.49)$$

Dans la suite, on supposera que le coefficient de transmission spectrale $\tau(\sigma)$ est nul pour le gaz de sorte que : $L_{SC}(\sigma) = L_{CN}(\sigma, T_g)$. Le gaz présente donc une raie d'émission saturée dont la luminance spectrique est assimilée à celle d'un corps noir de référence de température légèrement différente de celle du fond. Elle peut s'exprimer de la façon suivante :

$$L_{CN}(\sigma, T_g) \simeq L_{CN}(\sigma, T_f) + \frac{\partial L_{CN}(\sigma, T_f)}{\partial T} \Delta T \quad (2.50)$$

où $\Delta T = T_g - T_f$ est l'écart, supposé faible, de température entre le gaz et le fond (voir figure 2.3).

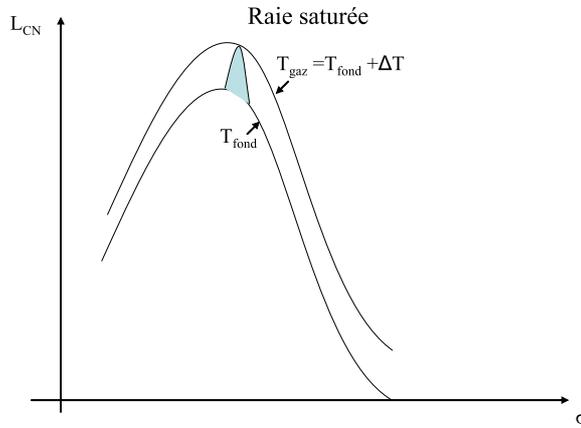


Fig. 2.3 – Raie saturée du gaz dont la luminance spectrique correspond à la luminance du corps noir de température légèrement différente de celle du fond de la scène.

C'est la différence de flux entre le gaz et le fond qui constitue le signal utile. Elle s'exprime en fonction de la différence de luminance spectrique entre le gaz et le fond :

$$L_{CN}(\sigma, T_g) - L_{CN}(\sigma, T_f) \simeq \frac{\partial L_{CN}(\sigma, T_f)}{\partial T} \Delta T \quad (2.51)$$

On peut calculer les dérivées suivantes à l'aide des relations 1.8 et 1.15 :

$$\frac{\partial L_{\sigma}(\sigma, T)}{\partial T} = \frac{2\sigma^3 hc^2}{(e^{\xi} - 1)^2} \frac{\xi e^{\xi}}{T} \quad (2.52)$$

où $\xi = \frac{hc\sigma}{kT}$.

$$\frac{\partial L_{\lambda}(\sigma, T)}{\partial T} = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{\chi} - 1)^2} \frac{\chi e^{\chi}}{T} \quad (2.53)$$

où $\chi = \frac{hc}{\lambda T}$. Ainsi, le signal utile (en nombre de photons) par pixel pour une mesure sur la bande spectrale $\Delta\sigma$ centrée sur σ_g , pour une différence de température ΔT et pour une étendue géométrique G est donné par :

$$T_m \Delta\sigma \left[B_{\sigma}^{\text{gaz}}(\sigma_g) - B_{\sigma}^{\text{fond}}(\sigma_g) \right] = T_m \Delta\sigma G \tau_{\text{atm}} \tau_{\text{opt}} \frac{\partial L_{\sigma}^{CN}(\sigma_g, T_f)}{\partial T} \Delta T \quad (2.54)$$

2.5.1.1 Détection d'une raie avec un détecteur quantique

L'utilisation d'un détecteur refroidi fait intervenir les deux types de bruits définis précédemment. Dans ce cas, à l'aide des expressions des variances de bruit (section 2.3.1) et du signal utile (équation 2.54), on peut écrire le RSB (relation 2.3.2) pour chacune des trois méthodes étudiées. Ainsi, pour la mesure TF régulièrement échantillonnée en σ , ce rapport pour un élément spectral σ_g est donné par :

$$RSB^{TF}(\sigma_g) = \frac{T_m \Delta\sigma \left(|B_\sigma^{gaz}(\sigma_g) - B_\sigma^{fond}(\sigma_g)| \right)}{\sqrt{v_{\sigma_k}^{TF}}} \quad (2.55)$$

$$= \frac{T_m G \tau_{atm} \tau_{opt} \frac{\partial L_\sigma^{CN}(\sigma_g, T_f)}{\partial T} \Delta T \Delta\sigma}{\sqrt{\frac{8}{N} \gamma_b^2 + \frac{4}{N} \sum_{k=0}^{N-1} T_m \Delta\sigma B_\sigma^{fond}(\sigma_k)}} \quad (2.56)$$

Pour la mesure directe D_λ :

$$RSB^D(\lambda_g) = \frac{T_m \Delta\lambda \left(|B_\lambda^{gaz}(\lambda_g) - B_\lambda^{fond}(\lambda_g)| \right)}{\sqrt{v_{\lambda_k}^D}} \quad (2.57)$$

$$= \frac{T_m G \tau_{atm} \tau_{opt} \frac{\partial L_\lambda^{CV}(\lambda_g, T_f)}{\partial T} \Delta T \Delta\lambda}{\sqrt{\gamma_b^2 + T_m \Delta\lambda B_\lambda^{fond}(\lambda_g)}} \quad (2.58)$$

Enfin, pour la mesure directe D_σ , le rapport signal sur bruit est :

$$RSB^D(\sigma_g) = \frac{T_m \Delta\sigma \left(|B_\sigma^{gaz}(\sigma_g) - B_\sigma^{fond}(\sigma_g)| \right)}{\sqrt{v_{\sigma_k}^D}} \quad (2.59)$$

$$= \frac{T_m G \tau_{atm} \tau_{opt} \frac{\partial L_\sigma^{CN}(\sigma_g, T_f)}{\partial T} \Delta T \Delta\sigma}{\sqrt{\gamma_b^2 + T_m \Delta\sigma B_\sigma^{fond}(\sigma_g)}} \quad (2.60)$$

2.5.1.2 Détection d'une raie avec un détecteur thermique

À l'inverse des détecteurs quantiques refroidis où le bruit de photons peut être prépondérant devant le bruit propre du détecteur, les détecteurs thermiques non refroidis tels que les microbolomètres ont, en général, un bruit propre prépondérant [14]. Pour les premiers, la valeur de l'écart type du bruit de détecteur est directement donnée en nombre de photo-électrons par le constructeur. En revanche, le raisonnement en terme de nombre de photons s'applique mal aux détecteurs thermiques. Pour ces derniers, la valeur de l'écart type de bruit est égale au flux équivalent au bruit ou NEP (Noise Equivalent Power). C'est une donnée propre à chaque détecteur thermique. La mesure d'un signal par un microbolomètre résulte d'une élévation de température due à l'absorption du rayonnement incident sur le détecteur dans la bande spectrale considérée contenue dans l'intervalle spectral de fonctionnement du système. L'écart type de bruit est alors donné par :

$$NEP \approx G \int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{dL}{d\sigma} \right]_{CN}^{T_{NETD}} \right) (\sigma) NETD d\sigma \quad (2.61)$$

La variation de température équivalente au bruit ou NETD [15] (Noise Equivalent Temperature Difference) est dépendante de l'ouverture de l'objectif qui est placé devant le détecteur.

La valeur du NETD est généralement une donnée du constructeur. La variation du flux correspondant à cette grandeur est la NEP.

Ainsi, si la valeur du signal utile (équation 2.54) exprimé en unité énergétique est mesurée dans des conditions d'utilisation électronique du microbolomètre identiques à celles utilisées pour déterminer la NEP, on compare directement le signal utile et la NEP. Dans l'hypothèse de bruit de détecteur prépondérant, pour la mesure D_λ , le rapport signal sur bruit est alors :

$$RSB_{\lambda_g}^D = \frac{T_m \Delta \lambda (|B_\lambda(\lambda_g)^{gaz} - B_\lambda(\lambda_g)^{fond}|)}{NEP} \quad (2.62)$$

où la variance du bruit est égale à :

$$v_{\lambda_g}^D = \frac{NEP^2}{T_m^2 (\Delta \lambda)^2} \quad (2.63)$$

Pour la mesure TF, le rapport signal sur bruit est :

$$RSB_{\sigma_g}^{TF} = \frac{T_m \Delta \sigma (|B_\sigma(\sigma_g)^{fond} - B_\sigma(\sigma_g)^{gaz}|)}{\sqrt{\frac{8}{N}} NEP} \quad (2.64)$$

avec la variance du bruit égale à :

$$v_{\sigma_g}^{TF} = \frac{\frac{8}{N} NEP^2}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \quad (2.65)$$

Enfin pour la mesure D_σ , ce rapport est :

$$RSB_{\sigma_g}^D = \frac{T_m \Delta \sigma (|B_\sigma(\sigma_k)^{fond} - B_\sigma(\sigma_k)^{gaz}|)}{NEP} \quad (2.66)$$

avec la variance du bruit égale à :

$$v_{\sigma_g}^D = \frac{NEP^2}{T_m^2 (\Delta \sigma)^2} \quad (2.67)$$

2.6 Application à un scenario de détection d'une raie d'un gaz de largeur $\Delta \sigma$

2.6.1 Description du scenario

Nous voulons étudier un exemple réaliste de détection d'une raie spectrale d'un gaz afin de comparer les RSB des différentes méthodes de spectro-imagerie. Cette étude est réalisée pour les intervalles de longueurs d'onde allant de 3 à 5 μm et de 8 à 12 μm pour un gaz à la température de 305 K placé devant un corps noir à 300K d'émissivité égale à 1. La raie saturée de largeur $\Delta \sigma = 5 cm^{-1}$ est centrée sur 10 μm sur l'intervalle 8-12 μm et centrée sur 4 μm sur l'intervalle 3-5 μm . L'optique est identique et ouverte à $f/3$, pour les deux spectro-imageurs. Le coefficient de transmission de l'optique est égale à 0,7 et celui du milieu est égal à 1.

Différents détecteurs sont pris en compte en fonction de l'intervalle spectrale d'intérêt : le détecteur Mars LW (de la société Sofradir) est adapté aux mesures sur l'intervalle 8-12 μm alors que le détecteur URANUS MW (Sofradir) fonctionne préférentiellement entre 3 et 5 μm . Leurs spécifications sont données dans le tableau 2.3. Le détecteur microbolométrique

Application à un scenario de détection d'une raie d'un gaz de largeur $\Delta\sigma$

LWIR non refroidi (de la société ULIS, modèle UL 03 04 1) adapté aux mesures entre 8 et 12 μm , est utilisé pour les calculs afin de permettre la comparaison de ce détecteur de moindre coût avec un détecteur quantique [16]. A partir de la valeur de la NETD caractéristique du microbolomètre UL 03 04 1 (tableau 2.3), nous pouvons calculer la valeur de la NEP avec la relation donnée en 2.61 et les paramètres donnés par le constructeur tels la valeur de la $NETD = 85mK$ à la température $T_{NETD} = 300K$ pour les conditions d'acquisition considérées (ouverture de l'optique, fréquence trame donnée dans le tableau 2.3). L'étendue géométrique est égale à :

$$G_{ULIS} = \frac{\pi S_{\mu b}}{4 \times 1^2} = 7.7.10^{-10} m^2 .sr \quad (2.68)$$

où la surface du monodétecteur est $S_{\mu b} = 0.80(35\mu m)^2 = 9.810^{-10} m^2$. A partir de l'équation 2.61, nous déduisons :

$$\int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{dL}{d\sigma} \right]_{CN}^{T_{NETD}} \right) (\sigma) d\sigma \approx 0.838 W.m^{-2}.sr^{-1}.K^{-1} \quad (2.69)$$

entre $\sigma_{min} = 1/(14\mu m)$ et $\sigma_{max} = 1/(18\mu m)$ d'où une valeur de NEP telle que $NEP \approx 5,510^{-11} W$.

Le temps d'intégration T_m pour les mesures est dépendant de deux paramètres. Le premier est la résolution au sol Δx et le second est la vitesse du porteur \vec{v}_p (figure 2.4)

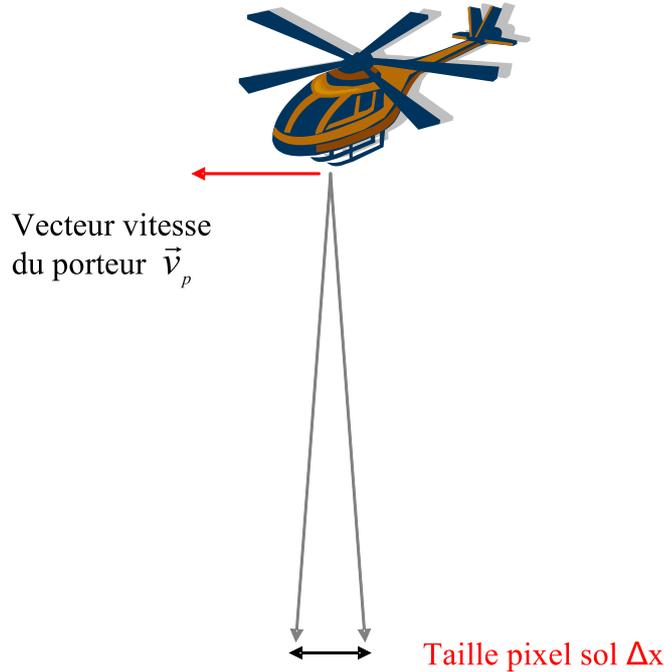


Fig. 2.4 – Définition du temps d'intégration.

tels que :

$$T_m = \frac{\Delta x}{\vec{v}_p} \quad (2.70)$$

où T_m est de l'ordre d'une dizaine de millisecondes pour une résolution spatiale au sol typiquement égale à quelques centimètres et pour une vitesse du porteur d'une centaine de

mètres par seconde. Cependant, nous ne prendrons en compte que la saturation détecteur qui limite fondamentalement le temps d'intégration et nous supposons que le flux reçu par le détecteur ne doit pas excéder les 3/4 de sa capacité de charge. Le temps d'intégration est déterminé en calculant le nombre de photons maximum reçu pendant le temps d'intégration défini dans les relations 2.1, 2.4 et 2.8. Sur l'intervalle 3-5 μm , le temps d'intégration de 5 ms permet aux trois méthodes comparées de ne pas saturer le détecteur. Sur l'intervalle 8-12 μm , une limite supplémentaire est imposée par les détecteurs qui fonctionnent en mode ITR (Integrate Then Read). Par exemple, pour une matrice de 320×256 disposant de 4 sorties à 6MHz, l'intégration du flux incident se fait typiquement avec un temps de lecture de 3.4 ms pour la mesure directe. Le flux reçu par le détecteur pour un spectro-imageur par transformée de Fourier est tel que le temps d'intégration est réduit à 400 μs .

Nous supposons que l'atmosphère (en l'absence du gaz considéré) est parfaitement transparente dans l'intervalle spectral d'intérêt pour la distance d'observation considérée : la transmission spectrale du fond de la scène est égale à 1 partout sauf au niveau du nuage de gaz où elle est égale à 0 (tableau 2.1).

T_{fond} (K)	300
ΔT (K)	5
émissivité gaz	1
transmission atmosphérique	1
transmission du gaz	0

Tab. 2.1 – Paramètres de la scène.

En prenant en compte les paramètres des détecteurs, nous pouvons calculer le flux photonique de la scène observée pour les méthodes TF, D_λ et D_σ de mesure du spectre. Le signal utile défini à l'équation 2.54 est calculé pour chacune de ces trois méthodes de mesure du spectre de la scène à partir de l'équation 2.51 et des tableaux contenant les paramètres du scénario étudié (tableaux 2.1 et 2.2).

	Mars LW 8-12 μm	Uranus MW 3-5 μm	UL 03 04 1 8-12 μm
nombre d'ouverture de l'optique	3	3	3
transmission de l'optique	0.7	0.7	0.7
temps d'intégration/ réseau (ms)	3.4	5	
temps d'intégration/ directe (ms)	3.4	5	
temps d'intégration/ TF (ms)	0.4	5	

Tab. 2.2 – Paramètres du scénario étudié.

Le rapport signal à bruit sur l'estimation du spectre peut alors être déterminé dans chacun de ces cas pour les intervalles spectraux 3-5 μm et 8-12 μm . Les paramètres des détecteurs utilisés sont rappelés dans le tableau 2.3.

	UL 03 04 1 (ULIS)	Mars LW (SOFRADIR)	Uranus MW (SOFRADIR)
Bande spectrale	8-14 μm	8-12 μm	3-5 μm
Format (pixels)	384 x 288	320 x 256	640 x 512
Taille des pixels	35 μm x 35 μm	30 μm x 30 μm	20 μm x 20 μm
Taux de remplissage	80%	80%	80%
Capacité de charge		37.10 ⁶ e-	4,8.10 ⁶ e-
Bruit de lecture (σ_b)		1000 e-	400 e-
Efficacité quantique		80%?	80%?
NETD	85 mK (f/1, 300K, 60Hz)		
Courant d'obscurité		1,5 nA	0 A

Tab. 2.3 – Spécifications des détecteurs IR utilisés.

2.6.2 Comparaison du bilan radiométrique de deux méthodes de spectro-imagerie dans l'infra rouge

Les figures de mérite concernant le RSB des méthodes de spectro-imagerie étudiées étant établies, nous évaluons dans cette section le bilan radiométrique et le RSB sur la mesure pour les différentes méthodes compte tenu des paramètres du scenario de détection décrit précédemment et du détecteur employé pour les intervalles spectraux 3-5 μm et 8-12 μm .

2.6.2.1 Bilan radiométrique sur l'intervalle 3-5 μm avec le détecteur Uranus MW de SOFRADIR

La scène observée est un nuage de gaz devant un fond assimilé à un corps noir de référence. La raie spectrale du gaz est centré sur 4 μm et correspond à un corps noir de température légèrement plus élevée de 5 K. La modélisation est effectuée pour trois types de mesures : la méthode TF et la méthode D_σ échantillonnées avec un pas constant $\Delta\sigma = 5 \text{ cm}^{-1}$ et la méthode D_λ échantillonnée avec un pas constant $\Delta\lambda = 8 \text{ nm}$ qui correspond à un pas $\Delta\sigma = 5 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda = 4 \mu m$. Le nombre d'échantillons mesurés N_{TF} pour la méthode TF qui est échantillonnée entre 0 et $\sigma_{max} = 3333 \text{ cm}^{-1}$ avec un pas constant $\Delta\sigma = 5 \text{ cm}^{-1}$ est égal à :

$$N_{TF} = \frac{3333 \text{ cm}^{-1}}{5 \text{ cm}^{-1}} = 667 \quad (2.71)$$

Pour la méthode D_σ échantillonnée entre $\sigma_{min} = 2000 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_{max} = 3333 \text{ cm}^{-1}$, le nombre d'échantillons N_{D_σ} mesurés est égal à :

$$N_{D_\sigma} = \frac{(3333 - 2000) \text{ cm}^{-1}}{5 \text{ cm}^{-1}} = 267 \quad (2.72)$$

Enfin, pour la mesure D_λ échantillonnée avec un pas irrégulier en σ sur le même intervalle entre σ_{min} et σ_{max} , le nombre d'échantillons N_{D_λ} est égal à :

$$N_{D_\lambda} = \frac{(5 - 3) \mu m}{8 \text{ nm}} = 250 \quad (2.73)$$

Avec ces paramètres fixés, la luminance spectrique photonique de la scène de température T pour chaque méthode de mesure peut être calculée. Pour les deux méthodes de mesure régulièrement échantillonnées en σ (TF et D_σ), la luminance utile est donnée par les relations 2.51 et 2.52. Pour la méthode régulièrement échantillonnée en λ , la luminance entre 3 et 5 μm est calculée à partir des relations 2.51 et 2.53. Les figures 2.5a et b illustrent la luminance photonique sur l'intervalle 3-5 μm .

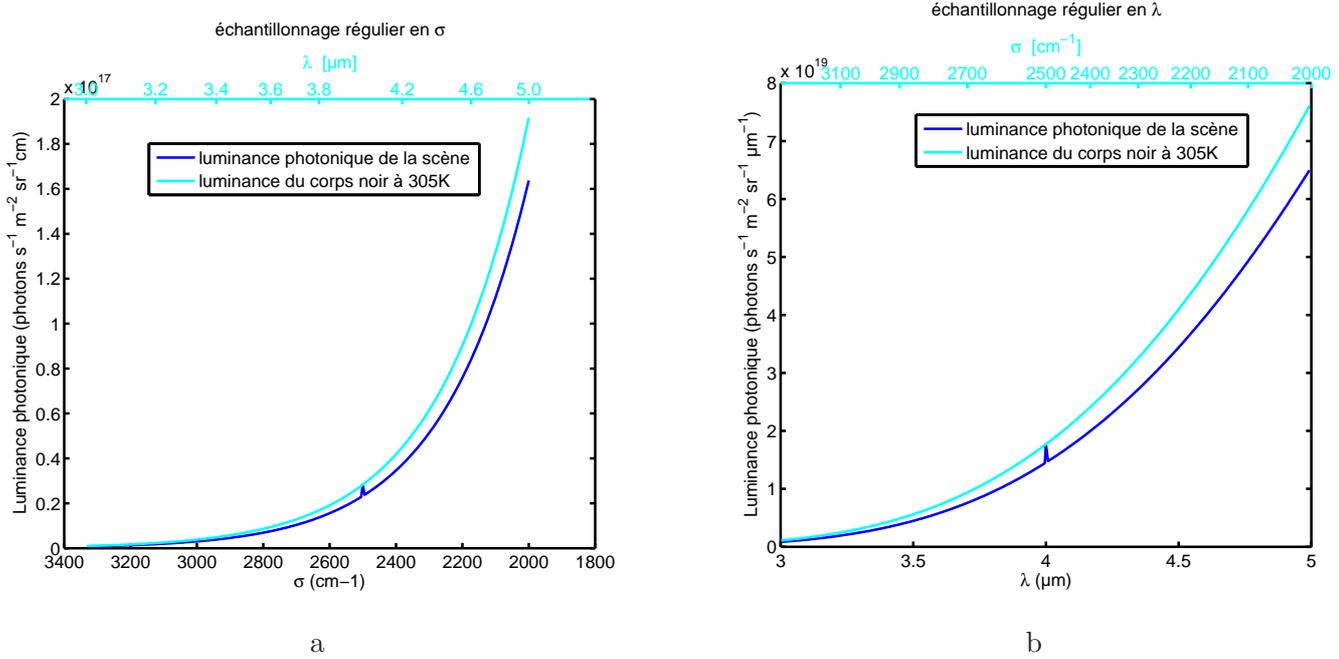


Fig. 2.5 – a : Luminance photonique spectrique $L_\sigma(\sigma, T)$ de la scène observée entre 3 et 5 μm . b : Luminance photonique spectrique $L_\lambda(\lambda, T)$ entre 3 et 5 μm .

Le calcul de la luminance photonique totale de la scène sur la bande $\Delta\sigma$ est donné par la somme $\sum L_\sigma(\sigma, T)\Delta\sigma$ sur l'intervalle 3-5 μm pour un échantillonnage régulier en σ et est environ égale à $4,22 \cdot 10^{19} \text{ photons } s^{-1} m^{-2} sr^{-1}$ (figure 2.5 a). Le calcul de la luminance photonique totale donnée par la somme $\sum L_\lambda(\lambda, T)\Delta\lambda$ pour un échantillonnage régulier en λ est égale à $4,17 \cdot 10^{19} \text{ photons } s^{-1} m^{-2} sr^{-1}$ sur l'intervalle 3-5 μm (figure 2.5 b). La très légère différence entre ces deux valeurs (de l'ordre de 1 %) est due au fait que l'intervalle spectral considéré est $2000\text{-}3330 \text{ cm}^{-1}$ pour la méthode D_σ et $2003\text{-}3330 \text{ cm}^{-1}$ pour la méthode D_λ .

Le flux par bande spectrale (section 2.1) mesuré sur l'intervalle spectral d'intérêt pour les paramètres de la scène (donnés dans le tableau 2.1) et du détecteur (tableaux (2.3) et (2.2)) est illustré dans la figure 2.6 pour chaque méthode.

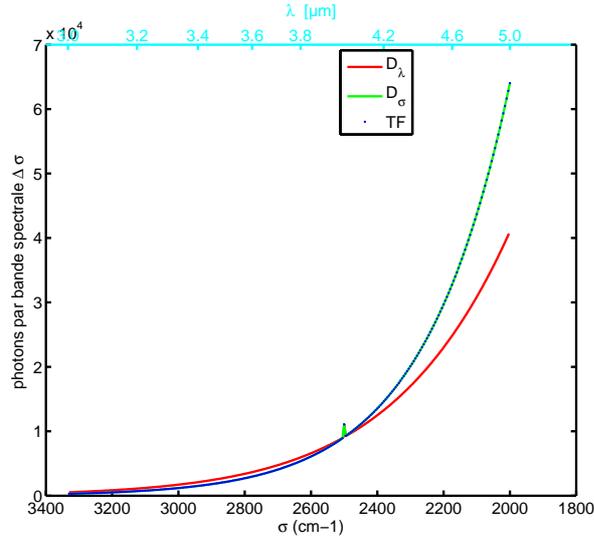


Fig. 2.6 – Flux par bande spectrale (en nombre de photons) provenant de la scène observée en fonction de l'échantillonnage des mesures.

Pour la méthode D_σ (figure 2.6), on relève un nombre de photons par bande spectrale (équation 2.54) plus élevé entre $4 \mu m$ et $5 \mu m$ (2000 à 2500 cm^{-1}). En revanche, la tendance s'inverse entre 3 et $4 \mu m$ (2500 à 3333 cm^{-1}) : la méthode D_λ , échantillonnée régulièrement en λ et ayant un pas $\Delta\sigma$ croissant ($\Delta\sigma = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ sur la figure 2.7), présente un flux par bande spectrale croissant devenant supérieur à celui de D_σ .

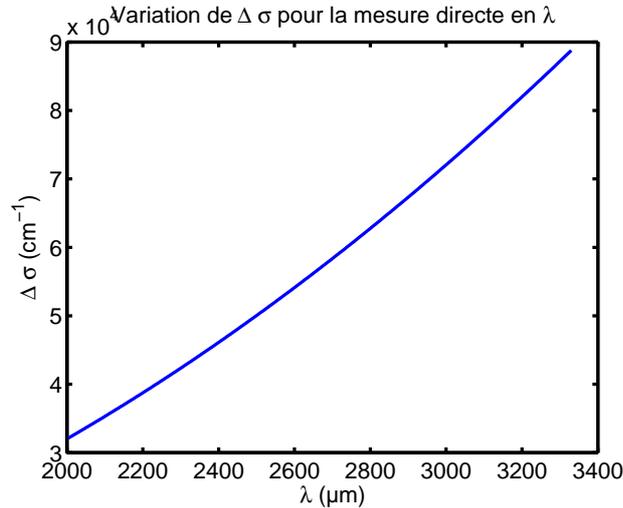


Fig. 2.7 – Variation de $\Delta\sigma$ entre 3 et $5 \mu m$ (ou entre 3300 cm^{-1} et 2000 cm^{-1}) pour un pas $\Delta\lambda$ constant égal à 8 nm .

Cela n'est pas le cas de la méthode TF pour laquelle le flux incident (en nombre de photons) sur chaque pixel du détecteur est égal au flux total de la scène. Cette valeur du flux incident est égale à la valeur de l'interférogramme mesuré à la différence de marche

nulle soit :

$$I(\delta = 0) = \sum_{k=0}^{N-1} T_m \Delta \sigma B_\sigma(\sigma_k) \quad (2.74)$$

D'autre part, rappelons que le temps d'intégration intervient dans l'évaluation du flux reçu par le détecteur (relation 2.54). Sur l'intervalle entre 3 et 5 μm , le temps d'intégration choisi pour comparer les trois méthodes est de 5 ms. Pour les méthodes D_σ et D_λ , le flux maximal reçu est alors de l'ordre de 1% de la capacité de charge du détecteur. Le flux minimal reçu est quasi nul autour de 3 μm . La courbe de la figure 2.8 donne le pourcentage de la capacité de charge que représente le flux par bande spectrale pour les méthodes D_λ et D_σ respectivement.

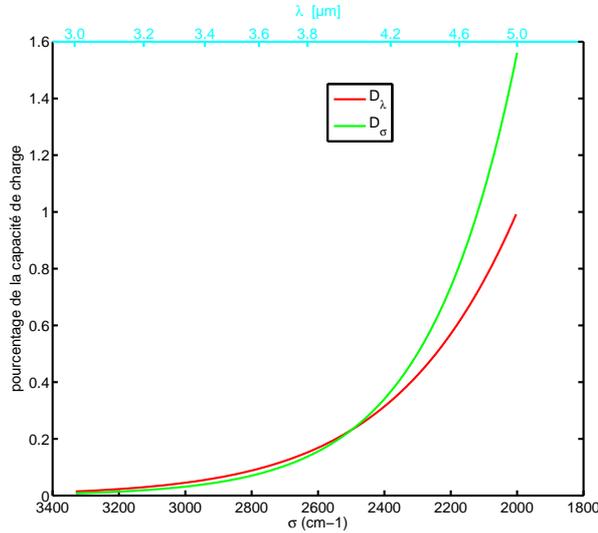


Fig. 2.8 – Pourcentage de la capacité de charge pour les méthodes D_λ et D_σ . Le nombre d'onde σ_g varie entre 2000cm^{-1} et 3333cm^{-1} (ou entre 3 et 5 μm). La capacité de charge du détecteur est de $4,8 \times 10^6$ électrons. Pour la méthode TF, le flux arrivant sur le détecteur à un instant donné est égal à environ $3,6 \times 10^6$ photons pour un temps d'intégration de 5ms et correspond aux 3/4 de la capacité de charge du détecteur (voir tableau 2.3)

Dans tous les cas (méthode D_σ , D_λ ou TF), on suppose que la variation de température entre le gaz et le fond est suffisamment faible pour considérer que la variance du bruit est la même dans le signal du fond et du gaz. Pour la raie du gaz considérée autour de 4 μm , la méthode TF présente alors un RSB environ égal à 13,4 (équation 2.55) soit 22,5 dB (en prenant $20\log_{10}(13,4)$). Pour les méthodes D_λ et D_σ , le RSB est identiquement égal à 4,8 soit 13,6 dB (équations 2.57 et 2.59). Les résultats du bilan radiométrique déterminé pour la raie d'un gaz de largeur $\Delta\sigma = 5 \text{ cm}^{-1}$ centrée sur 4 μm pour chacune des trois méthodes sont indiquées dans le tableau 2.4.

Application à un scénario de détection d'une raie d'un gaz de largeur $\Delta\sigma$

	temps d'intégration(ms)	bruit de détecteur(e-)	bruit de photon(e-)	écart type total(e-)	signal utile (photons)	RSB (dB)
D_λ	5	400	95	411	1975	13.6
D_σ	5	400	95	411	1975	13.6
TF	5	44	141	147	1975	22.5

Tab. 2.4 – Bilan radiométrique pour la raie d'un gaz de largeur 5 cm^{-1} centrée sur $4\text{ }\mu\text{m}$ ou $\sigma_g = 2500\text{ cm}^{-1}$.

Le signal utile est le même quelle que soit la méthode (TF, D_σ ou D_λ). Pour les méthodes D_σ ou D_λ , le bruit de détecteur est prépondérant (tableau 2.4) alors que c'est le bruit de photons qui est prépondérant pour la méthode TF. Le gain multiplex est alors indépendant du nombre d'échantillons (équation 2.46) et de l'ordre de 2,8 pour $\sigma_g = 2500\text{ cm}^{-1}$. La méthode TF présente donc un gain du RSB d'un facteur proche de 3 par rapport à la mesure directe (D_λ ou D_σ) entre 3 et $5\text{ }\mu\text{m}$.

2.6.2.2 Bilan radiométrique entre 8 et 12 μm avec le détecteur Uranus LW de SOFRADIR

La raie caractéristique du gaz est centrée sur $10\text{ }\mu\text{m}$. La modélisation est effectuée soit avec un pas constant $\Delta\sigma = 5\text{ cm}^{-1}$ soit avec un pas $\Delta\lambda = 50\text{ nm}$ choisis pour des raisons similaires à celles précédemment énoncées. Le nombre d'échantillons mesurés pour la méthode TF (échantillonnée entre 0 et σ_{max} avec un pas $\Delta\sigma = 5\text{ cm}^{-1}$) est égal à 251. Pour la méthode D_σ il est égal à 84 échantillons (pris entre σ_{min} et σ_{max} avec un pas $\Delta\sigma = 5\text{ cm}^{-1}$) et égal à 80 échantillons pour la méthode D_λ (pris entre σ_{min} et σ_{max} avec un pas $\Delta\sigma$ variable).

La luminance apparente de la scène $\sum L_\sigma(\sigma, T)\Delta\sigma$ est de $1,95 \cdot 10^{21}\text{ photons s}^{-1}\text{ m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ (figure 2.9 a) pour la méthode D_σ et elle diffère de 1% de $\sum L_\lambda(\lambda, T)\Delta\lambda$ dans le cas de la méthode D_λ (figure 2.9 b).

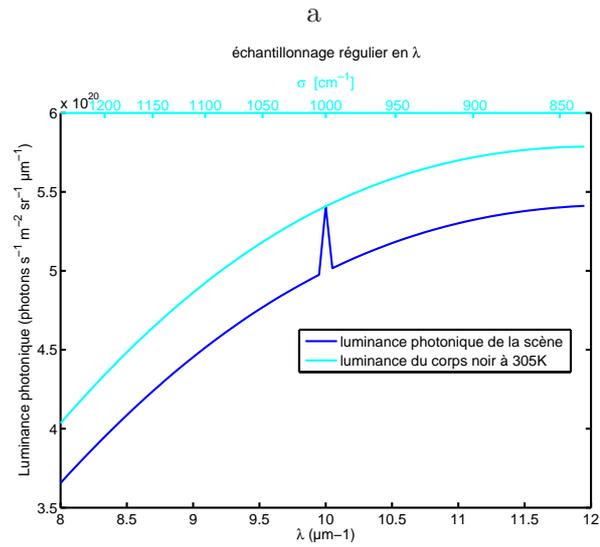
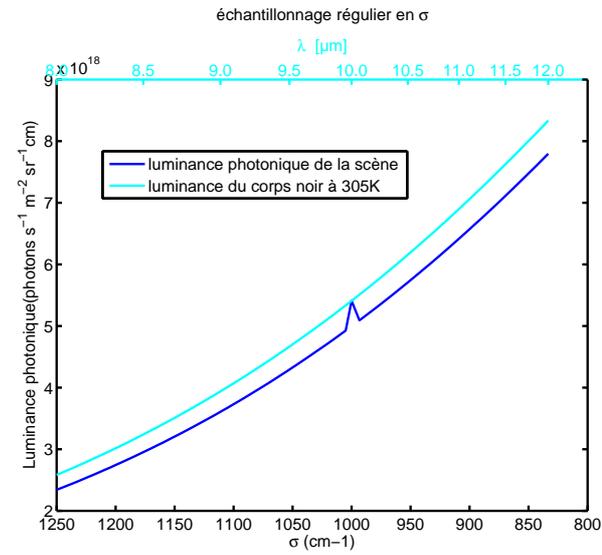


Fig. 2.9 – a : Luminance photonique spectrique $L_{\sigma}(\sigma, T)$ de la scène observée entre 8 et 12 μm . b : Luminance photonique spectrique $L_{\lambda}(\lambda, T)$.

La figure 2.10 illustre le flux par bande spectrale $\Delta\sigma$ calculé sur l'intervalle 8-12 μm en fonction de la méthode d'échantillonnage du spectre.

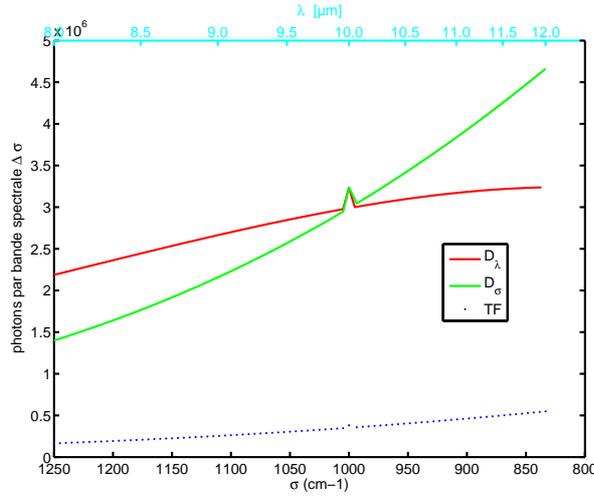


Fig. 2.10 – Flux provenant de la scène observée et donné en nombre de photons par bande spectrale pour les trois méthodes d'échantillonnage de la mesure. σ_g est égal à 1000cm^{-1} ou $10 \mu\text{m}$.

Le flux reçu par le détecteur entre 8 et 12 μm étant bien plus important (50 fois plus de flux) qu'entre 3 et 5 μm , le temps d'intégration est réduit. De plus, ce temps d'intégration maximal est réduit à 3,4 ms du fait du mode d'acquisition des détecteurs utilisés pour cet intervalle spectral (Mode Integrate Then Read - ITR). La méthode TF atteint les 3/4 de la capacité pour un temps d'intégration de 0,4 ms. Pour la méthode D_σ , le flux maximal représente alors environ 12% de la capacité de charge et pour D_λ , il est de l'ordre de 8%. Concernant le flux minimal reçu, il n'est plus que de 6% pour la mesure D_λ et 4% pour D_σ (figures 2.11a et b) .

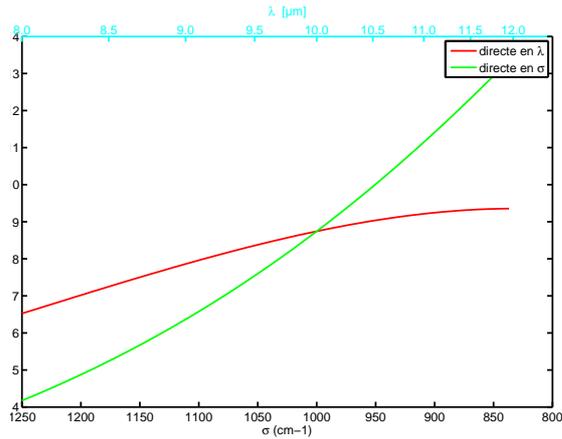


Fig. 2.11 – Pourcentage de la capacité de charge pour la méthode D_λ et pour la méthode D_σ . Le nombre d'onde σ_g varie entre 800cm^{-1} et 1250cm^{-1} (ou entre 8 et 10 μm). La capacité de charge du détecteur est de 37×10^6 électrons. Pour la méthode TF, le flux arrivant sur le détecteur à un instant donné est égal à environ $2,7 \times 10^7$ photons pour un temps d'intégration de $400\mu\text{s}$ et correspond aux 3/4 de la capacité de charge du détecteur (voir tableau 2.3).

La valeur du flux reçu décroît quand σ augmente entre 8 et 12 μm (figure 2.10) : pour D_λ , elle est maximale à $\sigma = 836 cm^{-1}$ et est égale à $3.1.10^6$ photons. Elle est égale à $4,6.10^6$ photons pour la mesure D_σ pour $\sigma = 833 cm^{-1}$. Le nombre de photons par bande spectrale mesurés avec la méthode D_σ est supérieur au nombre de photons mesurés par la méthode D_λ jusqu'à $\sigma = 1000 cm^{-1}$ puis la tendance s'inverse à partir de 1000 jusqu'à 1250 cm^{-1} . L'augmentation du flux par bande spectrale pour la mesure D_λ à partir de $\sigma = 1000 cm^{-1}$ s'explique par le fait que pour un échantillonnage régulier avec un pas constant $\Delta\lambda$, $\Delta\sigma = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ augmente en fonction du nombre d'onde et devient égal à 5 cm^{-1} pour $\lambda = 10 \mu m$ et le nombre de photons contenu dans cet intervalle augmente (figure 2.12).

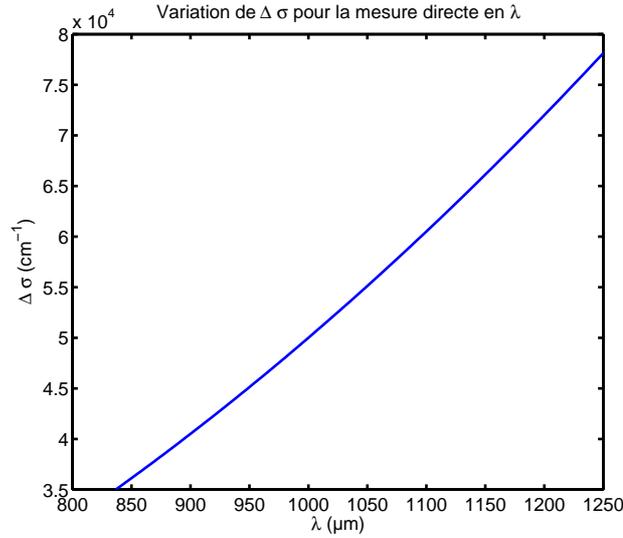


Fig. 2.12 – Variation de $\Delta\sigma$ pour la mesure directe en λ en bande III.

Pour la méthode TF, le RSB par bande spectrale pour la raie du gaz (équation 2.55) est de 31,6 dB. Il est de 32,3 dB pour la méthode D_σ (équation 2.59) et de 32,3 dB pour D_λ (équation 2.57). Dans le tableau 2.5, sont répertoriées les données du bilan radiométrique déterminé entre 8 et 12 μm pour la raie d'un gaz centrée sur 10 μm pour chacune des trois méthodes de mesures.

	temps d'intégration(ms)	bruit de détecteur(e-)	bruit de photon(e-)	écart type total(e-)	signal utile (photons)	RSB par bande (dB)
D_λ	3.4	5734	1729	5989	$2.5 * 10^5$	32.3 dB
D_σ	3.4	5734	1729	5989	$2.5 * 10^5$	32.3 dB
TF	0.4	178	662	768	$2.9 * 10^4$	31.6 dB

Tab. 2.5 – Bilan radiométrique entre 8 et 12 μm pour la raie d'un gaz de largeur 5 cm^{-1} centrée sur 10 μm ou $\sigma_g = 1000 cm^{-1}$.

Pour la mesure directe (D_λ ou D_σ), le signal utile est près de 8 fois plus élevé et le bruit de détecteur est prépondérant (tableau 2.5) alors que c'est le bruit de photons qui est prépondérant pour la méthode TF qui présente un écart type total du bruit le plus faible. Le gain multiplex est égal à 0,9 à $\sigma = 10 \mu m$ (Ce n'est donc plus un gain!). Dans ce scénario entre 8 et 12 μm , les performances de la méthode TF sont limitées par le temps d'intégration 8 fois plus faible que pour les mesures directes. La méthode TF présente, en

effet, un signal utile plus faible que la mesure directe, du fait d'un temps d'intégration de 0,4 ms. Pour limiter cet inconvénient, on peut envisager un dispositif de spectro-imageur par TF avec une cadence image plus élevée permettant de faire jusqu'à $n=8$ cycles de mesures supplémentaires qui augmenterait le RSB d'un facteur \sqrt{n} .

2.6.2.3 Bilan radiométrique entre 8 et 12 μm avec le détecteur microbolométrique ULIS

Nous pouvons déduire, à partir des relations 2.61 et 2.64, le RSB par bande spectrale pour chacune des méthodes dans le cas de la mesure d'un signal variant de $\Delta T = 5K$ dans des conditions électroniques identiques à celle ayant permis la mesure de la NETD par le constructeur (85 mK à 300K, 60Hz) mais avec une ouverture de l'optique différente :

$$RSB_{\frac{f}{3}} = \frac{\Delta T}{NETD} \tau_{opt} \tau_{atm} \frac{1}{ON^2} \quad (2.75)$$

où ON , le nombre d'ouverture de l'instrument, est dans notre étude égal à 3 (la NETD à été mesurée par le fabricant avec une optique ouverte à $f/1$).

On relève des valeurs de RSB constantes sur la bande spectrale égales à environ 30,1 dB pour la méthode TF et à 14 dB pour la mesure directe (D_λ ou D_σ). Ces valeurs sont plus faibles que celles évaluées avec un détecteur quantique refroidi. Dans la suite, nous considérons les méthodes sur les deux intervalles spectraux d'intérêt entre 3 et 12 μm dans des conditions optimales de détection avec le détecteur quantique adapté.

2.6.3 Evolution du RSB sur l'intervalle spectral d'intérêt

Nous avons vu que le flux utile (et donc le bruit de photons) dépend de l'intervalle spectral d'intérêt considéré. Dans cette section, nous discutons de l'évolution du RSB sur cet intervalle spectral pour les différentes valeurs de nombre d'onde σ compris entre 3 et 5 μm et 8 et 12 μm . Pour cette étude, nous calculons le signal utile pour différentes valeurs de σ_g du gaz et évaluons les valeurs de RSB dans les deux intervalles spectraux à l'aide des détecteurs adaptés et pendant des temps d'intégration identiques à ceux donnés dans le tableau 2.2.

L'évolution du RSB suivant σ pour les trois méthodes entre 833 et 3330 cm^{-1} est obtenu en faisant le rapport du signal utile et de l'écart type du bruit pour chaque valeur de σ_g . Entre 3 et 5 μm (3333 cm^{-1} et 2000 cm^{-1} respectivement), le RSB de la méthode TF est toujours supérieur à celui des méthodes directes D_λ et D_σ (figure 2.13) compte tenu d'un écart type de bruit constant et plus faible sur l'intervalle spectral considéré pour cette méthode (figure 2.15). Le gain multiplex est de l'ordre de 3 sur cet intervalle.

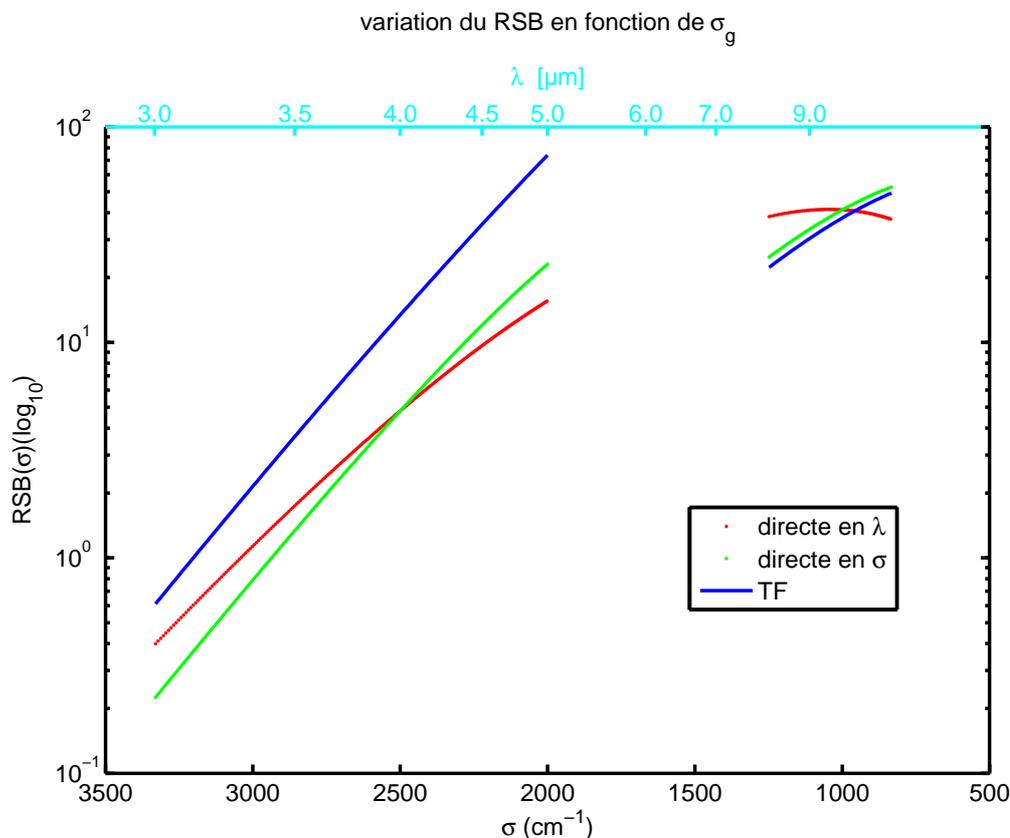


Fig. 2.13 – Variation du RSB en fonction de σ_g compris entre 3 et 5 μm et 8 et 12 μm pour les trois méthodes de spectro-imagerie comparées. Échelle logarithmique.

Sur l'intervalle entre 8 et 12 μm (1250 cm^{-1} et 833 cm^{-1} respectivement), le RSB par bande spectrale de la méthode TF est moins élevé que celui des méthodes directes mais ce premier suit la même évolution que la méthode D_σ du fait d'un échantillonnage en σ identique. Entre 8 et 10 μm (1250 cm^{-1} et 1000 cm^{-1} respectivement), la méthode TF présente un RSB inférieur à celui des méthodes directes. Entre 10 et 12 μm (1000 et 833 cm^{-1}), la tendance s'inverse pour la méthode D_λ qui présente alors un RSB inférieur à la méthode TF. Notons que les valeurs de RSB pour les trois méthodes restent élevées sur tout l'intervalle compte tenu d'un flux utile plus élevé (figure 2.14).

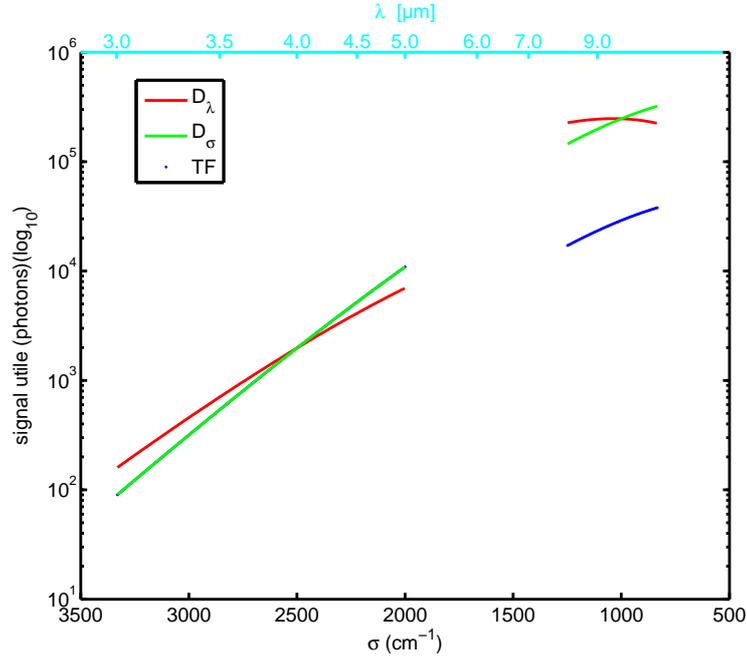


Fig. 2.14 – Signal utile en fonction de la valeur de σ_g du gaz de 3 à 12 μm pour les mesures TF, D_σ et D_λ . Échelle logarithmique.

En effet, le signal utile pour D_σ (figure 2.14) est supérieur au signal utile pour D_λ entre 1000 et 1500 cm^{-1} , la tendance s'inverse ensuite sur le reste de l'intervalle. Le signal utile pour la mesure par TF est près de 6 fois inférieur à celui des mesures directes car limité par la capacité de charge du détecteur. De plus, la contribution du bruit additif et du bruit de photons étant plus importante qu'entre 3 et 5 μm , les valeurs d'écart type de bruit peuvent ainsi atteindre des valeurs environ 10 fois (2.15) supérieures à celles mesurées entre 3 et 5 μm .

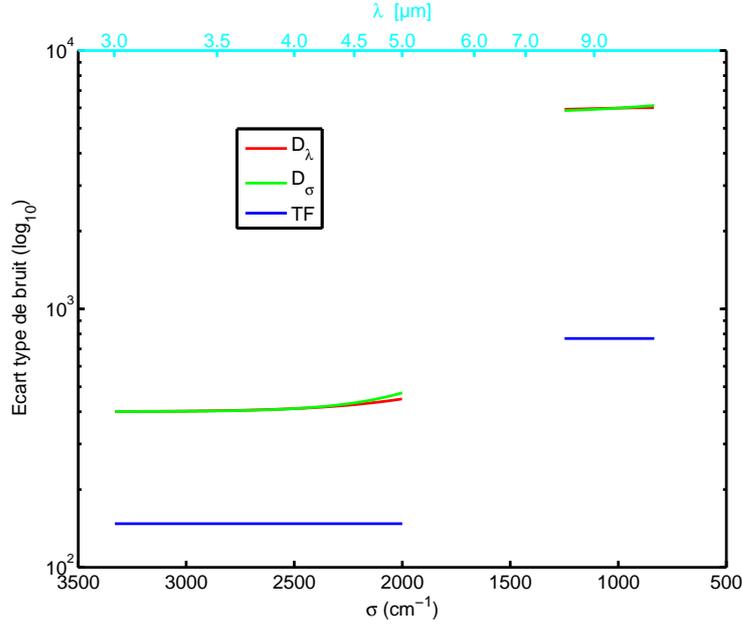


Fig. 2.15 – Écart type du bruit pour chaque valeur de σ_g compris entre 3 et 5 μm et 8 et 12 μm pour les trois méthodes de spectro-imagerie comparées. Échelle logarithmique.

2.6.4 Conclusion

Dans le scénario que nous avons considéré pour un spectro-imageur équipé d'un détecteur quantique, le nombre de photons par bande spectrale entre 3 et 5 μm est plus faible qu'entre 8 et 12 μm . Mais indépendamment de l'intervalle spectral, le bruit de détecteur est prépondérant pour les mesures directes (D_λ et D_σ) et le bruit de photons est prépondérant pour la méthode TF. Dans ces conditions de bruit, le gain multiplex (relation 2.46), indépendant du nombre d'échantillons mesuré, n'atteint cependant pas la valeur maximale égale à $\sqrt{\frac{N_{TF}}{8}} = \sqrt{\frac{667}{8}} \simeq 9$.

Les écarts types de bruit pour les méthodes directes D_λ et D_σ varient alors peu du fait de la prépondérance du bruit additif. L'allure du RSB pour ces méthodes est alors quasi parallèle à celle du flux photonique. En effet, le RSB, plus faible pour les courtes longueurs d'onde, croît (dans un rapport de 8) et est maximal à 5 μm pour les 3 méthodes. Il est néanmoins 3 fois supérieur pour la méthode TF qui conserve son gain multiplex à peu près constant sur la bande par rapport aux méthodes directes.

Enfin, 8 et 12 μm , la méthode TF perd son avantage par rapport à la mesure directe car elle est limitée par le temps d'intégration. Il est important de préciser que ces valeurs ont été déterminées dans un scénario dans lequel le temps d'intégration est plus élevé pour les méthodes directes : cela n'aurait peut être pas été le cas si nous avions eu des données du porteur et du pas d'échantillonnage au sol qui constitueraient une limite supplémentaire au temps d'intégration. L'avantage multiplex est annihilé parce que le temps d'intégration est plus faible pour la méthode TF (il est limité par la capacité de charge du détecteur quantique entre 8 et 12 μm). Notons tout de même que les valeurs de RSB sont plus importantes qu'entre 3 et 5 μm .

2.7 Conclusion

Nous avons d'abord estimé le rapport signal sur bruit pour chacune des deux méthodes de spectro-imagerie modélisées (D_λ et TF) en prenant en compte les conditions de bruits sur la mesure et la manière dont cette dernière est échantillonnée. Cette analyse nous a permis de déterminer les conditions dans lesquelles la méthode TF est supérieure (en terme de RSB) à la méthode classique mais aussi les limites théoriques de cette supériorité que nous appelons gain multiplex.

Les figures de mérite complètes déterminées lors de cette étude ont ensuite été appliquées à la détection de la raie d'émission d'un gaz sur deux intervalles spectraux d'intérêt pour les applications militaires de TOSA et situés entre 3 et 5 μm et entre 8 et 12 μm . Les performances des deux spectro-imageurs ont enfin été comparées en regard du scénario opérationnel regroupant le choix de l'intervalle spectral, de la scène étudiée, du système de mesure et des caractéristiques du détecteur : l'avantage de la méthode TF a été prouvé et les conditions optimales de détections ont été précisées sur les deux intervalles spectraux d'intérêts. Nous retiendrons surtout dans la suite de nos travaux que la méthode TF conserve son avantage, non négligeable, sur la méthode classique de manière constante entre 3 et 5 μm . Les technologies des détecteurs employés sur cet intervalle présentent une capacité de charge non limitante à l'existence du gain multiplex mais nous verrons dans le chapitre suivant qu'elles présentent des non uniformités et des dérives qui ont une influence sur les performances de la méthode TF.

Chapitre 3

Effet des défauts du détecteur sur la restitution du spectre

Le but de ce chapitre est de décrire l'effet des défauts inhérents au détecteur tels que les fluctuations de réponse des pixels et leur non linéarité. Pour les fluctuations, nous établirons un modèle de bruit prenant en compte ces défauts. L'expression analytique de la variance du bruit sur l'estimateur du spectre sera ensuite vérifiée à l'aide de simulations de Monte Carlo et évaluée en fonction des valeurs relatives des bruits étudiés. Nous pourrons ainsi décrire l'effet de ces derniers sur la mesure de l'interférogramme puis sur le spectre estimé et déterminer les niveaux de correction (ou d'égalisation de la réponse du détecteur) nécessaires pour atteindre un RSB suffisant.

Dans un second temps, nous étudierons l'influence des non linéarités sur l'estimation du spectre et déterminerons les niveaux de non linéarité maximaux permettant d'être limité par ces fluctuations.

3.1 Fluctuations spatio-temporelles de la réponse des pixels du détecteur

La réponse de chaque pixel i du détecteur est caractérisée par une valeur de gain et une valeur d'offset. Les fluctuations de cette réponse d'un pixel à l'autre créent un effet de non uniformité de l'image acquise particulièrement marqué pour les détecteurs infrarouges dont la technologie est complexe. De plus, au bout d'un temps de mesure relativement long, les valeurs de gain et d'offset dérivent. A ces fluctuations spatio-temporelles s'ajoute la présence de rares pixels défectueux constamment éteints (alors qu'ils devraient être activés et afficher une valeur pour un éclairage donné), saturés ou clignotants et donc inutilisables.

3.1.1 Méthodes usuelles de correction des défauts du détecteur

La correction des non uniformités (Non-Uniformity Correction [17] ou NUC) du détecteur est réalisée spatialement à l'aide de méthodes basées sur l'interpolation linéaire et à partir de tables de gain et d'offset calculées pour différentes dynamiques du pixel prises entre 20 % et 70 % du niveau maximum. Une première méthode est la correction "un point" qui permet la correction de l'offset en utilisant uniquement une table des valeurs d'offset de chaque pixel de l'image moyenne calculée sur plusieurs trames en l'absence d'éclairage du détecteur. Une seconde méthode est la correction "deux points" [18] permettant la correction simultanée du gain et de l'offset de chaque pixel ; elle est réalisée à l'aide de tables

calculées sur des images moyennes faites pour deux températures de corps noir différentes (ou encore pour deux valeurs de temps d'intégration différents).

Les fluctuations temporelles sont corrigées, dans la pratique, en répétant la mesure des tables de gain et d'offset pendant la période d'acquisition. Les calculs statistiques sur des images moyennes permettent de réduire l'écart type de bruit temporel d'un facteur \sqrt{N} pour N trames acquises.

Enfin, quelle que soit la méthode de correction des non uniformités du détecteur choisie, les acquisitions doivent d'abord fournir une image moyenne sur laquelle la non uniformité pourra être calibrée et sur laquelle un critère de correction adéquat ou de manière drastique par un algorithme de correction comme [19] ou [20] qui permettra d'écarter les pixels défectueux.

3.1.2 Influence des non uniformités du détecteur lors de la mesure par spectro-imagerie par TF

3.1.2.1 Modèle des fluctuations de la réponse du détecteur

Les gain et offset de chaque pixel du détecteur fluctuent et dérivent. Mais dans un premier temps, afin d'évaluer l'incertitude sur leur mesure, nous faisons l'hypothèse que ces variables ne dérivent pas ; leur moyenne est constante dans le temps. Supposons que la mesure de l'interférogramme I_i^{TCN} pour une différence de marche δ_i ($i \in [0, N_{TF} - 1]$, où N_{TF} est le nombre de point de mesure) au niveau du i -ème pixel du détecteur est bruitée. La réponse de ce pixel à l'éclairement provenant d'une source de type corps noir de température T_{CN} , lors de la mesure de cet interférogramme I^{TCN} , peut s'écrire de la manière suivante [21] :

$$R_i^{TCN} = a_i \times I_i^{TCN} + b_i + n_i^d \quad (3.1)$$

où le terme n_i^d , composante de bruit additif, est une variable aléatoire de moyenne nulle et de variance $\gamma_{n_i^d}^2$. Les termes a_i et b_i sont respectivement les gain et offset du i -ème pixel du détecteur que nous définissons, dans un premier temps, comme des variables aléatoires indépendantes [22] de moyennes a_i^0 et b_i^0 et que l'on décrit par :

$$a_i = a_i^0 + \Delta a_i \quad (3.2)$$

$$b_i = b_i^0 + \Delta b_i \quad (3.3)$$

et dont les variances respectives sont données par :

$$\gamma_{a_i}^2 = \langle |\Delta a_i|^2 \rangle \quad (3.4)$$

$$\gamma_{b_i}^2 = \langle |\Delta b_i|^2 \rangle \quad (3.5)$$

où $\langle . \rangle$ est l'espérance mathématique. Le terme I_i^{TCN} est une variable aléatoire de Poisson de moyenne et de variance $I_0(\delta_i)$. Nous pouvons l'écrire de la manière suivante :

$$I_i^{TCN} = I_0(\delta_i) + n_i^p \quad (3.6)$$

où n_i^p , composante de bruit dépendant du signal, est une variable aléatoire de moyenne nulle et de variance $\gamma_{n_i^p}^2 = I_0(\delta_i)$.

Ainsi, des équations 3.1 et 3.6, se déduit l'expression de la réponse du pixel en fonction du gain et de l'offset faisant apparaître les influences du bruit de photons et du bruit additif telle que :

$$R_i^{TCN} = a_i \times I_0(\delta_i) + b_i + a_i \times n_i^p + n_i^d \quad (3.7)$$

L'équation 3.7 montre que la composante du bruit de photons n_i^p , pour chaque différence de marche δ_i , est pondérée par le gain a_i du pixel i .

3.1.2.2 Détermination d'un estimateur de l'interférogramme et de sa variance pour chaque pixel

L'expression de la réponse du détecteur à un instant donné au niveau d'un pixel i (équation 3.7) peut aussi s'écrire comme suit :

$$R_i^{TCN} = a_i \times I_0(\delta_i) + b_i + n_i \quad (3.8)$$

où $n_i = a_i \times n_i^p + n_i^d$.

Écrivons \widehat{I}_i^{TCN} l'estimateur de l'interférogramme tel que :

$$\widehat{I}_i^{TCN} = \frac{R_i^{TCN} - b_i^0}{a_i^0} \quad (3.9)$$

$$= \frac{a_i}{a_i^0} \times I_0(\delta_i) + \frac{b_i - b_i^0 + n_i}{a_i^0} \quad (3.10)$$

Les termes a_i , b_i et n_i sont des variables aléatoires supposées indépendantes d'un point de mesure à l'autre, alors que a_i^0 et b_i^0 sont des valeurs déterministes obtenues par une calibration préalable de la caméra.

Déterminons l'expression de la variance de l'estimateur. Écrivons pour cela la différence entre l'estimateur et sa moyenne $I_0(\delta_i)$:

$$\widehat{I}_i^{TCN} - I_0(\delta_i) = \left(\frac{a_i}{a_i^0} - 1 \right) I_0(\delta_i) + \frac{b_i - b_i^0 + n_i}{a_i^0} \quad (3.11)$$

La variance temporelle v_i de l'estimateur de l'interférogramme \widehat{I}_i^{TCN} pour un pixel i (équation 2.19) peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$v_i = \langle |\widehat{I}_i^{TCN} - I_0(\delta_i)|^2 \rangle = \left\langle \left[\left(\frac{a_i}{a_i^0} - 1 \right) I_0(\delta_i) + \frac{b_i - b_i^0 + n_i}{a_i^0} \right]^2 \right\rangle \quad (3.12)$$

$$= \frac{1}{(a_i^0)^2} \left[I_0(\delta_i)^2 \gamma_{a_i}^2 + \gamma_{b_i}^2 + \gamma_{a_i}^2 \gamma_{n_i^p}^2 + (a_i^0)^2 \gamma_{n_i^p}^2 + \gamma_{n_i^d}^2 \right] \quad (3.13)$$

où $\langle . \rangle$ est l'espérance mathématique¹.

Les bruits sur la mesure de l'interférogramme étant indépendants d'un point de mesure à l'autre, nous pouvons alors déduire des équations 3.13 et 2.24, l'effet des variances du gain a_i , de l'offset b_i , du bruit dépendant du signal et du bruit additif sur le spectre estimé pour chaque pixel dont la variance pour chaque élément spectral s'écrit :

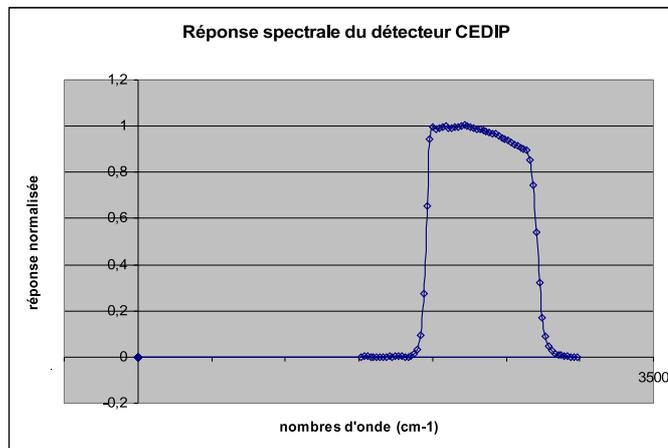
$$u_j = \frac{1}{T_m^2 \Delta \sigma^2} \frac{8}{N_{TF}^2} \sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \frac{1}{(a_i^0)^2} \left[(I_0(\delta_i))^2 \gamma_{a_i}^2 + \gamma_{b_i}^2 + \gamma_{a_i}^2 \gamma_{n_i^p}^2 + (a_i^0)^2 \gamma_{n_i^p}^2 + \gamma_{n_i^d}^2 \right] \quad (3.14)$$

¹La multiplicativité de l'opérateur $\langle . \rangle$ (linéaire) survient car a_i et b_i sont supposés indépendants.

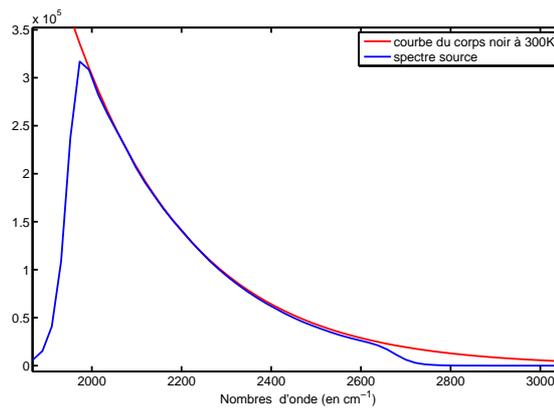
3.1.2.3 Confrontation du modèle théorique à la simulation de Monte Carlo et validation du modèle

Dans cette section, nous comparons le résultat de l'évaluation de la variance du bruit sur le spectre estimé donné par l'expression analytique 3.14 au résultat du calcul statistique de la variance sur 1000 réalisations que nous appellerons respectivement variance théorique et variance estimée du bruit sur le spectre estimé.

La scène dont on souhaite estimer le spectre est composée d'un fond à une température égale à 300K et d'un objet 5K plus chaud présentant une raie d'émission autour de 2471 cm^{-1} (ou environ $4 \mu\text{m}$). L'observation est réalisée à travers un détecteur CEDIP dont la sensibilité sur l'intervalle $3\text{-}5 \mu\text{m}$ est décrite par la courbe dans la figure 3.1a. Nous prenons en compte le spectre source (figure 3.1b) défini sur $[0; \sigma_{max}]$ avec un pas $\Delta\sigma = \frac{1}{(2N_{TF}-1)\Delta\delta} = 25 \text{ cm}^{-1}$ pour un corps noir à 300K modélisé à l'aide des équations 1.16 et 2.4 et corrigé de la réponse spectrale du détecteur CEDIP.



a



b

Fig. 3.1 – a) Réponse spectrale normalisée du détecteur CEDIP fonctionnant en bande $3\text{-}5 \mu\text{m}$. Source ONERA. b) Spectre source (photons par bande spectrale) non bruité généré à partir de la luminance du corps noir à 300K et corrigé de la sensibilité d'un détecteur CEDIP. Zoom sur l'intervalle $3\text{-}5 \mu\text{m}$.

Les paramètres constants du scénario étudié sont donnés dans le tableau 3.1.

température de la scène(K)	300
émissivité de la scène	0.9
ouverture numérique	2
pitch (m)	30.10^{-6}
transmission atmosphérique	1
transmission du système optique	0.7
taux de remplissage pixel	0.8
temps d'intégration (s)	0.001

Tab. 3.1 – Paramètres du scénario opérationnel étudié.

L'interférogramme spatial discret non bruité $I_0(\delta)$ correspondant à la transformée de Fourier inverse du spectre source (figure 3.1b) est composé du même nombre d'échantillons et est généré à partir de la relation 1.20 sur l'intervalle $[0; +\delta_{max}]$ avec $\delta_{max} = 0,24$ mm pour un nombre de points $N_{TF} = 161$ (160 franges sur le détecteur). Cet interférogramme est représenté dans la figure 3.2.

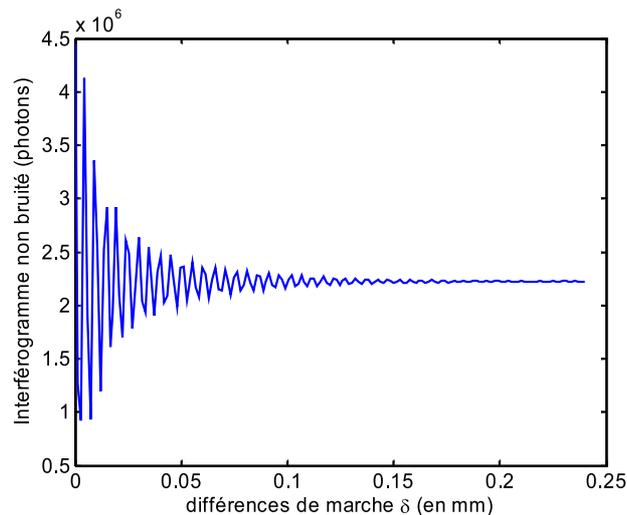


Fig. 3.2 – Interférogramme spatial discret non bruité $I_0(\delta)$ formé de 161 points obtenu à partir de la transformée de Fourier du spectre source de la figure 3.1b.

La variance théorique (équation 3.14) est comparée à la variance estimée du bruit sur le spectre estimé dans des conditions de bruit de photons mais sans aucune fluctuation de gain (variable aléatoire de moyenne égale à 1 et de variance nulle) ni d'offset (variable aléatoire de moyenne et de variance nulles).

La figure 3.3 présente le résultat de cette comparaison pour la mesure du spectre source.

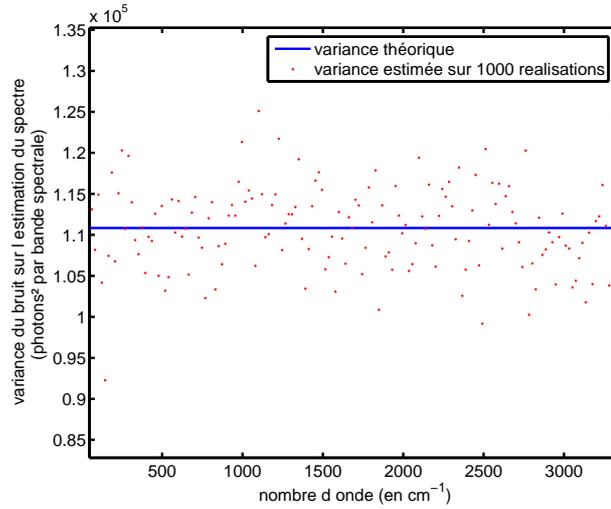


Fig. 3.3 – Comparaison de la variance théorique du bruit sur le spectre estimé à la variance estimée sur 1000 réalisations (Simulations de Monte Carlo) dans le cas de bruit de photons seul.

L'expression du modèle est en accord avec le calcul statistique sur N égal à 1000 réalisations. En effet, les valeurs de variance estimée pour chaque élément spectral sont réparties autour de la valeur théorique constante calculée à l'aide de la relation 3.14. De plus, la figure 3.4 permet de vérifier que la variance estimée se rapproche d'autant plus de la variance théorique que le nombre de réalisations est élevé. On vérifie que l'écart type d'estimation de la variance est proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{N}}$: il est de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{10}} = 0.3$ pour un nombre de réalisations $N = 10$ (courbe jaune figure 3.4) et de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{1000}} = 0.03$ pour un nombre de réalisations $N = 1000$ (courbe en violet figure 3.4).

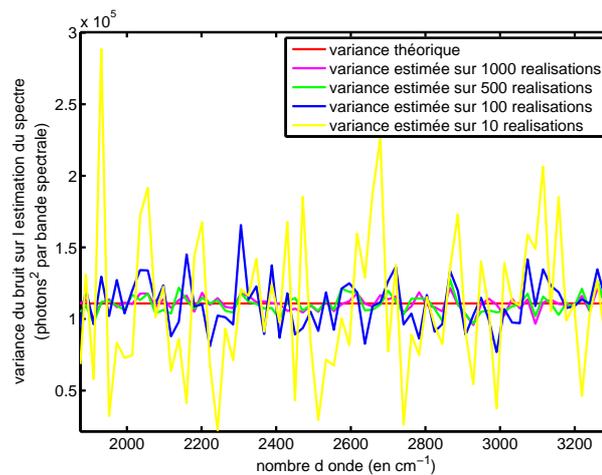


Fig. 3.4 – Comparaison de la variance théorique du spectre estimé à la variance estimée calculée en fonction du nombre de réalisations.

3.1.3 Simulation de l'effet des différents types de bruits sur le spectre estimé

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la mesure par méthode TF est réalisée en présence de bruit de photons prépondérant sur l'intervalle entre 3 et 5 μm . Dans ces conditions, un signal utile correspondant à un objet 5 K plus chaud que le fond à 300 K sur une bande spectrale de largeur 5 cm^{-1} a un RSB par bande spectrale égal à 14 soit 22,5 dB pour un temps d'intégration de 5 ms.

Nous utiliserons cet ordre de grandeur du RSB pour nos applications numériques dans cette section où nous cherchons l'écart type de bruit sur la mesure affectée des bruits de gain et d'offset menant à une RSB par bande spectrale de 25 dB. La différence de température considérée de 5K et correspond au signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j) = 1,0341 \times 10^4$ photons à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (ou 2471 cm^{-1}) pour un temps d'intégration pris égal à 1ms.

Après avoir décrit l'influence de chaque type de bruit sur la restitution du spectre lors de la mesure par TF, nous quantifierons les écarts types de bruit dans l'hypothèse de bruits indépendants.

3.1.3.1 Cas du bruit d'offset seul

Supposons l'absence de bruit sur la mesure hormis des fluctuations de l'offset autour de sa valeur moyenne b_i^0 . La variance du bruit sur le spectre donnée par la relation 3.14 peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$u_j = \frac{1}{T_m^2 \Delta^2 \sigma} \frac{8}{N_{TF}^2} \sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \left(\frac{\gamma_{b_i}}{a_i^0} \right)^2 \quad (3.15)$$

Supposons, de plus, que la valeur de la variance sur l'offset est la même pour tous les pixels ($\gamma_{b_i} = \gamma_b$). La valeur moyenne de l'offset est nulle pour tous les pixels ($b_i^0 = b^0 = 0$) et celle du gain est constante et égale à 1 ($a_i^0 = a^0 = 1$). Dans ces conditions, $\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \left(\frac{1}{a_i^0} \right)^2 = N_{TF}$ et l'écart type du bruit sur le spectre s'écrit alors comme suit :

$$\sqrt{u_j} = \frac{1}{T_m \Delta \sigma} \sqrt{\frac{8}{N_{TF}}} \gamma_b \quad (3.16)$$

La figure 3.5 illustre l'équation 3.16 calculée pour des valeurs d'écart type d'offset allant de $\sqrt{10}$ à $\sqrt{10^7}$ photons. On suppose que $T_m \Delta \sigma = 1$ pour ce calcul.

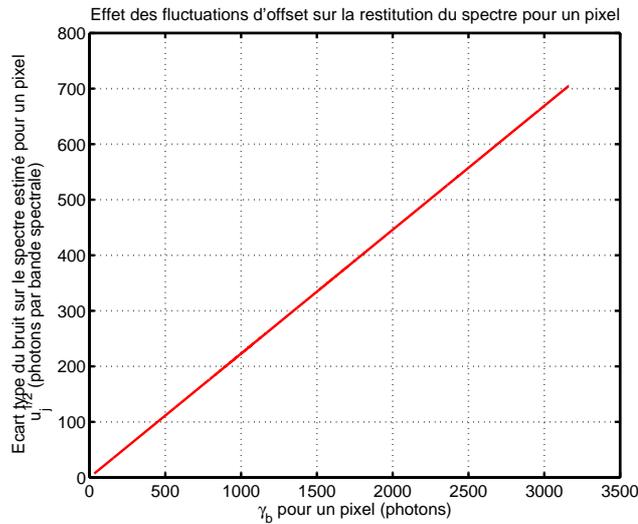


Fig. 3.5 – Écart type du bruit sur le spectre en fonction de l'écart type de bruit sur l'offset.

Le RSB par bande spectrale qui est donné par la relation 2.29 est évalué en fonction de l'écart type sur le bruit d'offset. Les résultats sont illustrés dans la figure 3.6.

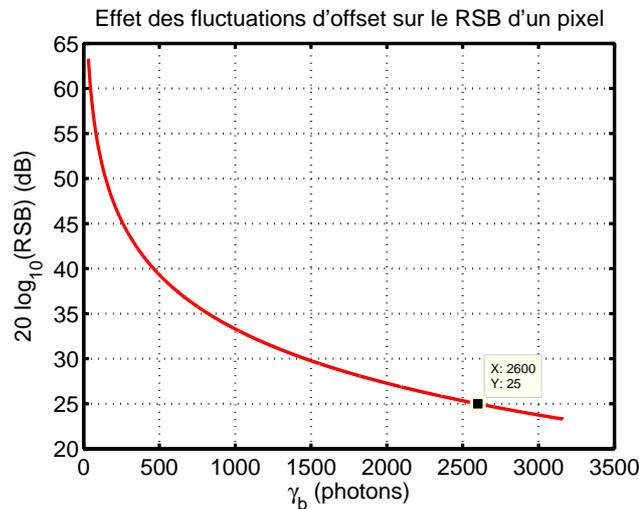


Fig. 3.6 – RSB de la mesure par TF pour la détection d'un écart de température de 5 K en fonction de l'écart type des fluctuations d'offset.

Ainsi en se basant sur un RSB limite de 25 dB ($\text{RSB} = 18$) pour un temps d'intégration $T_m = 1$ ms (tableau 3.1), l'écart type limite de bruit sur l'offset ne doit pas excéder 2600 photons pour un signal utile égal à $1,0341 \times 10^4$ photons (figure 3.6). Cet écart type de bruit sur l'offset conduit à un écart type de bruit total sur le spectre d'environ 580 photons par bande spectrale (figure 3.5).

3.1.3.2 Cas du bruit de gain seul

Supposons qu'il n'y ait, cette fois-ci, aucun bruit sur la mesure hormis les fluctuations de gain autour de sa valeur moyenne a_i^0 . Dans ce cas l'expression de la variance du bruit sur le spectre devient :

$$u_j = \frac{1}{T_m^2 \Delta^2 \sigma} \frac{8}{N_{TF}^2} \sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \left(\frac{I_0(\delta_i)}{a_i^0} \gamma_{a_i} \right)^2 \quad (3.17)$$

De plus, la valeur de la variance sur le gain est supposée identique pour tous les pixels tel que l'écart type correspondant soit donné par : $\gamma_{a_i} = \gamma_a$. La valeur moyenne a_0 du gain est égale à 1 et celle de l'offset b_0 est nulle pour tous les pixels. Dans ces conditions, l'écart type du bruit sur le spectre s'écrit sous la forme suivante :

$$\sqrt{u_j} = \frac{\gamma_a}{T_m \Delta \sigma} \frac{\sqrt{8}}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} [I_0(\delta_i)]^2} \quad (3.18)$$

Le calcul de l'écart type du bruit sur le spectre estimé (équation 3.18), où l'on a supposé que le terme $T_m \Delta \sigma = 1$, est réalisé pour des valeurs d'écart type de gain allant de 10^{-4} à 10^{-3} . La figure 3.7 présente les résultats de cette évaluation.

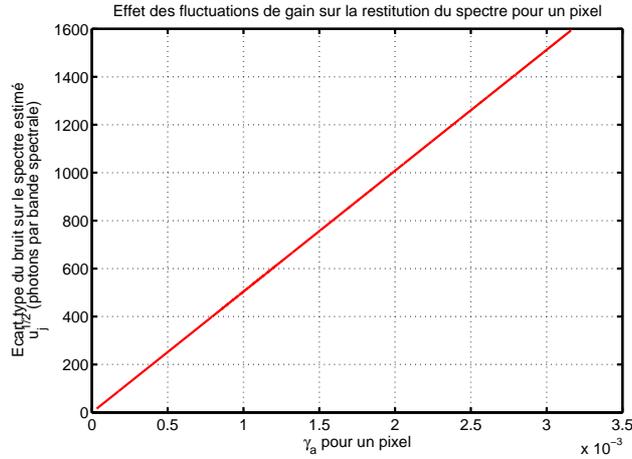


Fig. 3.7 – Écart type de bruit sur le spectre en fonction de l'écart type de bruit sur le gain.

De faibles fluctuations de gain aboutissent à un fort bruit dans l'estimation du spectre. En effet, un écart type de bruit sur le spectre estimé pour un élément spectral atteint une valeur de l'ordre de 500 photons pour un écart type de fluctuations du gain γ_a égal à 10^{-3} (figure 3.7) dans le cas de bruit de gain seul alors que l'écart type limite des fluctuations de l'offset γ_b conduit au même écart type de bruit sur le spectre égal à 2600 photons dans le cas de bruit d'offset seul.

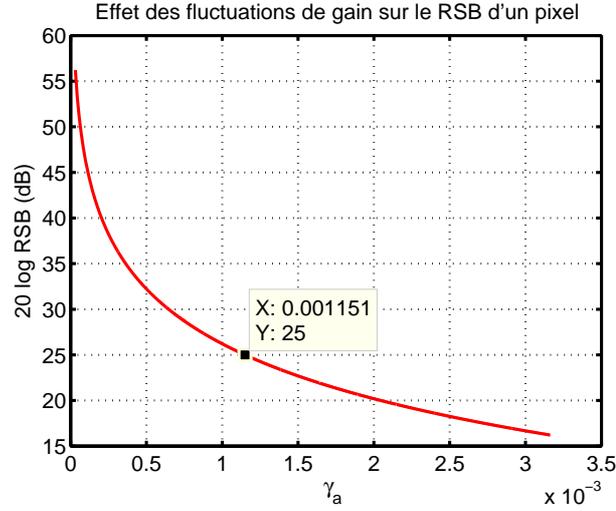


Fig. 3.8 – RSB de la mesure par TF pour la détection d'un écart de température de 5 K et un temps d'intégration de 1ms en fonction de l'écart type des fluctuations de gain.

L'écart type de bruit sur le gain de l'ordre de 10^{-3} limite le RSB à 25 dB (RSB =18) pour un temps d'intégration $T_m = 1$ ms et pour un signal utile égale à $1,0341 \times 10^4$ photons (figure 3.8) .

3.1.3.3 Cas du bruit de photon seul

Considérons, pour ce cas, des variances de gain et d'offset nulles. La mesure est effectuée sans bruit additif mais avec du bruit de photons. Le signal est donc distribué avec une loi de Poisson et, pour chaque élément spectral mesuré, son espérance et sa variance sont égales à la moyenne du signal sur toutes les réalisations. Dans ce cas, la variance du bruit sur le spectre est constante sur la bande et s'écrit :

$$u_j = \frac{1}{T_m^2 \Delta \sigma^2} \frac{8}{N_{TF}^2} \sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \gamma_{n_i}^2 \quad (3.19)$$

d'où l'écart type est donné par :

$$\sqrt{u_j} = \frac{1}{T_m \Delta \sigma} \frac{\sqrt{8}}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \gamma_{n_i}^2} \quad (3.20)$$

Le calcul théorique de l'écart type du bruit sur le spectre est réalisé pour une valeur de gain égale à 1 et d'offset nulle pour tous les pixels. Dans ces conditions la valeur de l'écart type de bruit est constante et égale à 316 photons. Pour un signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j) = 1,0341 \times 10^4$ photons, le RSB est égal à 33 soit 30 dB. Le bruit de photons, dans le cas où il est l'unique bruit sur la mesure, limite le RSB à 30dB dans le cas de la détection de la différence de signal de 5K avec un temps d'intégration de 1 ms et une résolution spectrale de 25 cm^{-1} . Dans l'hypothèse d'un RSB limite de 25 dB pour une détection correcte dans l'infrarouge entre 3 et 5 μm des raies caractéristiques des objets recherchés, le bruit de photons n'est donc pas limitant.

3.1.4 Conclusion

Le tableau 3.2 récapitule les expressions des écarts type de bruit sur le spectre estimé établies pour différentes conditions de bruit sur la mesure du signal utile.

Bruit(s) prépondérant(s)	Écart type du bruit sur le spectre estimé
Bruit d'offset	$\sqrt{\frac{8}{N_{TF}}} \gamma_b$
Bruit de gain	$\frac{\sqrt{8}\gamma_a}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} (I_0(\delta_i))^2}$
Bruit de photons	$\frac{\sqrt{8}}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \gamma_{n_i^p}^2}$
bruits d'offset +gain+photons	$\frac{\sqrt{8}}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{TF}-1} \frac{1}{(a_i^0)^2} \left[(I_0(\delta_i))^2 \gamma_a^2 + \gamma_b^2 + \gamma_a^2 \gamma_{n_i^p}^2 + (a_i^0)^2 \gamma_{n_i^p}^2 + \gamma_{n_i^d}^2 \right]}$

Tab. 3.2 – Expressions des écarts type de bruit sur le spectre estimé établies pour différentes conditions de bruit sur la mesure du signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j)$.

Le tableau 3.3 donne les applications numériques pour le calcul du RSB dans chaque cas. On fait l'hypothèse que les variances de gain et d'offset sont identiques pour tous les pixels.

Source(s) de bruit prépondérante(s)	t_i (ms)	$\Delta \sigma$ cm^{-1}	valeurs numériques des écarts type de bruit	RSB (photons)
offset	1	25	$\gamma_b=2600$ ph.	18 (25 dB)
gain	1	25	$\gamma_a = 10^{-3}$	18 (25 dB)
photons	1	25	$\gamma_{n_i^p}=316$ ph.	33 (30 dB)
offset+gain+photons	1	25	$\gamma_a = 10^{-3}$, $\gamma_{n_i^p}=316$ ph., $\gamma_b=240$ ph.	18 (25 dB)

Tab. 3.3 – Applications numériques pour le calcul du RSB pour les différentes conditions de bruit du tableau 3.2 sur la mesure du signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j) = 1,0341.10^4$ photons en fonction du temps d'intégration t_i et de la résolution spectrale du spectro-imageur $\Delta \sigma$.

Nous avons pu observer que, pour la détection d'un signal utile sur une bande spectrale de largeur égale à 25 cm^{-1} sur l'intervalle spectral $3-5 \text{ } \mu m$, de faibles fluctuations de gain influencent fortement la restitution du spectre. En effet, un écart type limite (autour de la valeur d'entrée du gain égale à 1) de 10^{-3} réduit le RSB à 18 (25 dB). Les fluctuations d'offset seules ont, quant à elles, un effet moins sensible sur la mesure que dans le cas du bruit de gain seul. Ainsi, un écart type limite de 2600 photons permet encore d'avoir un RSB égal à 25 dB. Le bruit de photons, dans le cas où il est l'unique bruit sur la mesure, induit un écart type de bruit sur la mesure de 316 photons et limite ainsi le RSB à 33 (30 dB).

Enfin, en considérant simultanément ces trois sources de bruit sur la mesure indépendantes les unes des autres, la variance totale du bruit sur le spectre estimé résulte de la somme de leur contribution ; par exemple, simultanément un écart type de bruit de photons de 316 photons, un écart type de bruit de gain de 10^{-3} (autour de la valeur d'entrée égale à 1) et un écart type de bruit d'offset de 240 photons (autour de la valeur d'entrée nulle)

constituent un bruit dont l'écart type est de l'ordre de 580 photons (équation 3.14). Dans ces conditions, le RSB est égal à 25 dB pour un signal utile de $1,0341 \times 10^4$ photons sur une bande spectrale de largeur 25 cm^{-1} .

Nous pouvons ainsi conclure que ce sont les fluctuations du gain qui sont les plus gênantes pour la méthode TF dans l'hypothèse d'une mesure indépendante d'un point de mesure à l'autre.

3.2 Effet de la non linéarité du détecteur sur la restitution du spectre

3.2.1 Non linéarité du détecteur basée sur le modèle de la courbe en S

Dans cette section, nous évaluons l'effet de la non linéarité de réponse du détecteur sur le spectre estimé. En effet, dans la pratique, la réponse (équation 3.7) caractéristique des pixels des détecteurs infrarouges est en fait non linéaire et peut être approchée par le modèle de la "courbe en S" [18] dont l'expression, pour un signal incident I_i^{TCN} , est la suivante :

$$R_i(\alpha) = a_i \times \alpha \left[1 - \exp\left(\frac{-I_i^{TCN}}{\alpha}\right) \right] + b_i + n_i^d \quad (3.21)$$

où α est le coefficient de linéarité caractérisant l'écart à la réponse théorique du détecteur pour le pixel i . Nous supposons que ce paramètre est identique pour tous les pixels du détecteur.

Étudions l'effet d'une non linéarité sur la réponse du détecteur en fonction du coefficient α pour une mesure affectée par du bruit de photons uniquement. L'offset est égal à 0 pour un signal I_i^{TCN} normalisé par rapport à sa valeur maximale $[I_i^{TCN}]_{max}$.

Lorsque le signal I_i^{TCN} tend vers zéro, la réponse R_i du pixel i est linéaire et l'on peut écrire :

$$R_i(\alpha) = a_i \times I_i^{TCN} \quad (3.22)$$

Dans le cas où $I_i^{TCN} = [I_i^{TCN}]_{max}$, la réponse $R_i(\alpha)$ s'écrit :

$$R_i(\alpha) = a_i \times \alpha \left[1 - \exp\left(\frac{-[I_i^{TCN}]_{max}}{\alpha}\right) \right] \quad (3.23)$$

Ainsi, l'écart de la réponse réelle à la réponse théorique linéaire du pixel i s'écrit comme suit :

$$\Delta = a_i [I_i^{TCN}]_{max} - a_i \alpha \left[1 - \exp\left(\frac{-[I_i^{TCN}]_{max}}{\alpha}\right) \right] \quad (3.24)$$

L'écart normalisé à la réponse théorique peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta_{norm} = \frac{\Delta}{[I_i^{TCN}]_{max}} \quad (3.25)$$

$$= a_i \left(1 - \frac{\alpha}{[I_i^{TCN}]_{max}} + \frac{\alpha}{[I_i^{TCN}]_{max}} \exp\left(\frac{-[I_i^{TCN}]_{max}}{\alpha}\right) \right) \quad (3.26)$$

La figure 3.9 présente l'écart de la réponse réelle du détecteur à la réponse théorique (en rouge) pour des valeurs d'écart normalisé Δ_{norm} égales à 1%, 10% et 30%. Le gain a_i est tel que $a_i = a = 1$ et l'offset est tel que $b_i = b = 0$. Le signal est un nombre de photons de l'ordre de celui de l'interférogramme donné dans la figure 3.2.

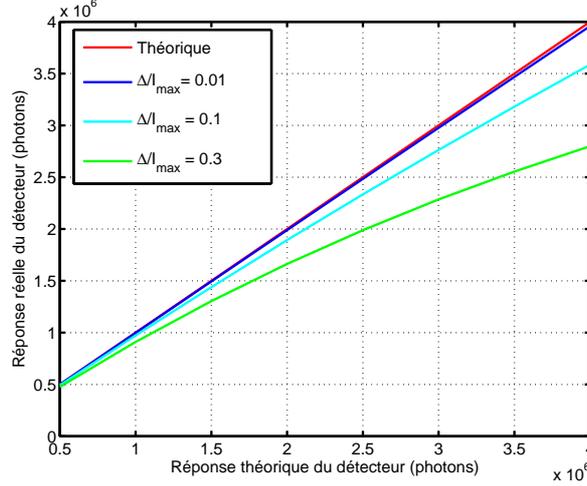


Fig. 3.9 – Réponse réelle du détecteur pour différentes valeurs d'écart normalisé égale à 1%, 10% et 30%.

3.2.2 Effet sur la restitution du spectre estimé

Compte tenu du coefficient de linéarité α , la mesure pour une différence de marche δ_i peut s'écrire telle que :

$$R_i(\alpha) = a_i f_\alpha[I_i^{TCN}] + b_i + n_i^d \quad (3.27)$$

où

$$f_\alpha[I_i^{TCN}] = \alpha \left[1 - \exp\left(-\frac{I_i^{TCN}}{\alpha}\right) \right] \quad (3.28)$$

Prenons le cas le plus réaliste où la non linéarité de réponse du détecteur est inconnue a priori du fait de la complexité des technologies de détecteur employées. Dans ces conditions, l'estimateur de l'interférogramme s'écrit de la manière suivante :

$$\hat{I}_i^{TCN} = \left(\frac{R_i(\alpha) - b_i^0}{a_i^0} \right) \quad (3.29)$$

$$= \frac{a_i}{a_0} f_\alpha[I_i^{TCN}] + \frac{b_i - b_0}{a_0} + \frac{n_i^d}{a_0} \quad (3.30)$$

$$= \frac{a_i}{a_0} f_\alpha[I_i^0 + n_i^p] + \varepsilon \quad (3.31)$$

où $\varepsilon = \frac{b_i - b_0}{a_0} + \frac{n_i^d}{a_0}$.

La non linéarité du détecteur est pondérée par le gain du détecteur (équation 3.31). Plaçons nous, tout d'abord, dans le cas d'une mesure de l'interférogramme perturbée uniquement

par la non linéarité de réponse du détecteur ; le gain est tel que $a_i = a_0 = 1$, l'offset est tel que $b_i = b_0 = 0$. On néglige le bruit de photons et le bruit de détecteur. L'écart entre la valeur vraie de l'interférogramme à estimer notée \widehat{I}_i^0 et sa valeur moyenne I_0 (ou biais) s'écrit :

$$\theta = \widehat{I}_i^0 - I_i^0 \quad (3.32)$$

$$= f_\alpha[I_i^0] - I_i^0 \quad (3.33)$$

Ce terme est déterministe et constant pour une valeur de α donnée.

Considérons maintenant une mesure entachée d'autres bruits tels que le bruit de gain, d'offset et de photons. Nous pouvons alors considérer deux cas (figure 3.10).

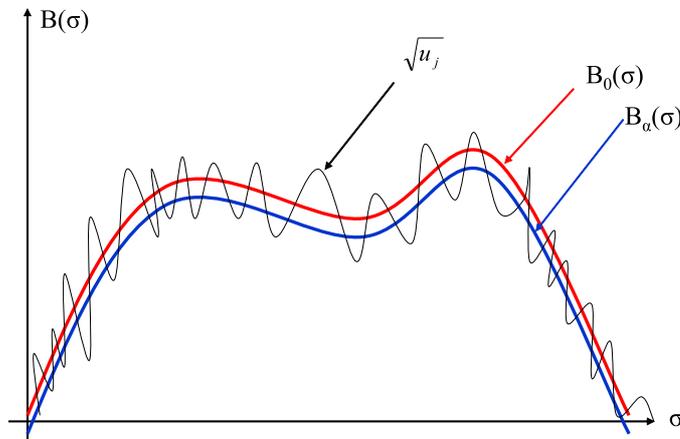


Fig. 3.10 – a) Effet de l'écart à la réponse théorique du détecteur sur le spectre estimé en fonction des conditions de bruit et du paramètre α

Dans le premier cas, l'écart type de bruit total sur l'estimateur de l'interférogramme $\sqrt{v_i}$ (voir équation 3.13) est plus faible que le biais θ . On peut alors prévoir que la non linéarité perturbe le spectre estimé. Dans le deuxième cas, l'écart type de bruit sur l'estimateur de l'interférogramme est plus grand que θ . Ce dernier est alors noyé dans la composante de bruit avec un effet non visible sur le spectre estimé.

Évaluons pour quelle valeur de l'écart Δ_{norm} , le biais θ est de l'ordre de l'écart type de bruit $\sqrt{v_i}$ (équation 3.13).

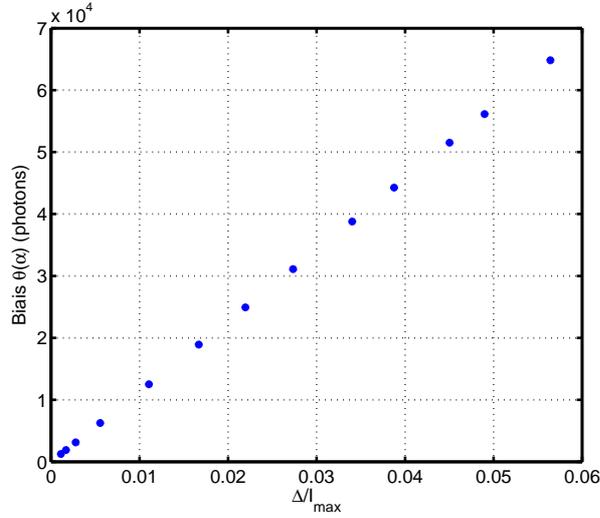


Fig. 3.11 – Biais θ pour la différence de marche $\delta=0,18$ mm en fonction du paramètre de linéarité du détecteur α .

La figure 3.11 donne le biais θ (équation 3.32) pour des valeurs d'écart à la réponse Δ_{norm} de 0,1% à 5%. Le calcul de l'écart type de bruit $\sqrt{v_i}$ sur l'interférogramme, en prenant en compte un écart type de bruit d'offset de 240 photons, un écart type de bruit de gain égal à 10^{-3} et un écart type de bruit de photons égal à $\gamma_{n_i}^2 = I_i^0$, est alors égal à 2600 photons pour la différence de marche $\delta = 0,18$ mm (dans l'hypothèse de composantes de bruits indépendantes) .

La correspondance entre les valeurs du paramètre de linéarité α et l'écart Δ_{norm} (équations 3.32 et 3.9) est donnée dans la courbe 3.12.

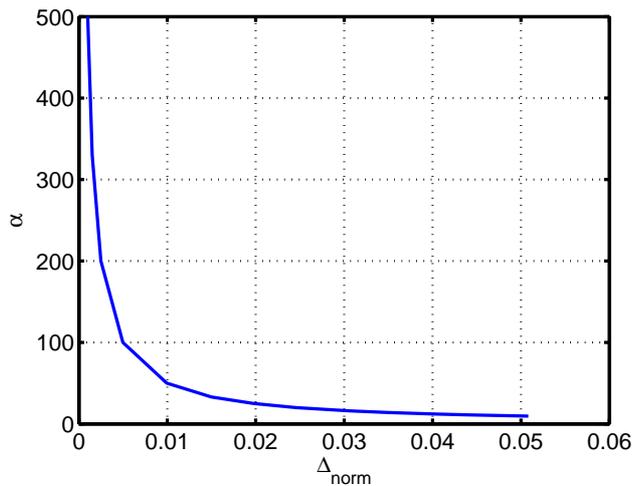


Fig. 3.12 – Paramètre de linéarité α en fonction de l'écart Δ_{norm}

Les résultats de la figure 3.11 montrent que θ est plus faible que l'écart type de bruit $\sqrt{v_i}$ sur l'estimateur de l'interférogramme jusqu'à un écart Δ_{norm} de l'ordre de 0,15%. Au delà,

la non linéarité de réponse du détecteur se traduit par un écart de réponse du détecteur supérieur à l'écart type de bruit total et perturbe la restitution du spectre.

La figure 3.13 donne les valeurs d'écart type de bruit $\sqrt{v_i}$ sur l'estimateur \hat{I} pour les différences de marche δ comprises entre 0 et $\delta_{max} = 0.24$ mm et les valeurs du biais θ pour un écart de réponse du détecteur correspondant à 0,15%.

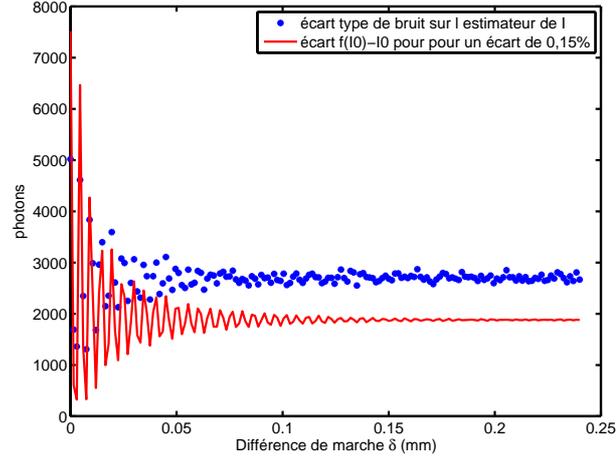


Fig. 3.13 – Biais θ en fonction de la différence de marche pour une non linéarité de réponse de l'ordre de 0,15% (en trait plein) comparée à l'écart type de bruit sur l'interférogramme $\sqrt{v_i} = 2600$ photons dans des conditions de bruit d'offset, de gain et de bruit de photons (en pointillés).

La figure 3.13 montre que l'écart type de bruit sur le spectre estimé (en pointillés) est supérieur (pour quasiment toutes les différences de marche) au biais θ pour un écart à la réponse égal à 0,15%. L'écart de réponse se traduit par une différence de niveau entre l'interférogramme estimé \hat{I}_i^0 (pour une mesure affectée par la non linéarité du détecteur) et l'interférogramme moyen non bruité I_i^0 . Dans les conditions de bruit prises en compte (donnant un RSB égal à 18 soit 25 dB pour un signal utile égal à $1,0341 \times 10^4$ photons), la non linéarité de réponse du détecteur affecte la restitution du spectre si l'écart Δ_{norm} est supérieur à 0,15%. La figure 3.14 b illustre ce résultat pour un écart compris entre 0,1% et 0,2%.

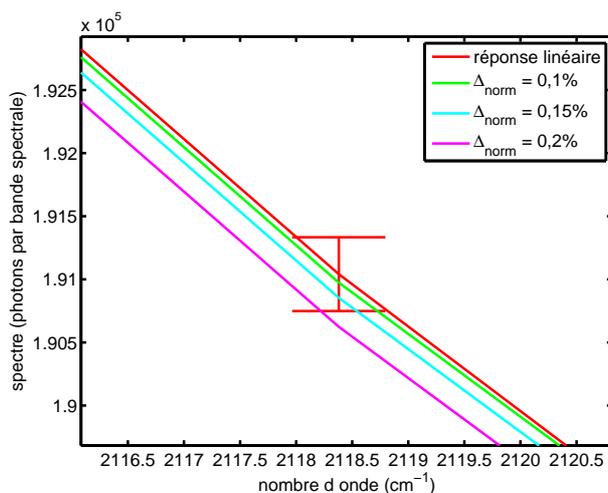


Fig. 3.14 – Effet sur le spectre estimé d'un écart Δ_{norm} compris entre 0 et 0,2% dans des conditions de bruit de photons avec un écart type de bruit d'offset égal à 240 photons, un écart type de bruit de gain égal à 10^{-3} . Le symbole représente l'écart type de bruit total dans ces conditions.

Pour un écart Δ_{norm} inférieur à 0,15%, la différence de niveau du spectre estimé est noyé dans le bruit total sur le spectre estimé dont l'écart type, égal à environ 550 photons, est matérialisé par un symbole dans la figure 3.14. Ce calcul vérifie l'hypothèse de la figure 3.10.

Les spectres estimés pour des valeurs d'écart Δ_{norm} à la réponse théorique du détecteur de 0,1%, 1,5% et 5% sont illustrés dans la figure 3.15.

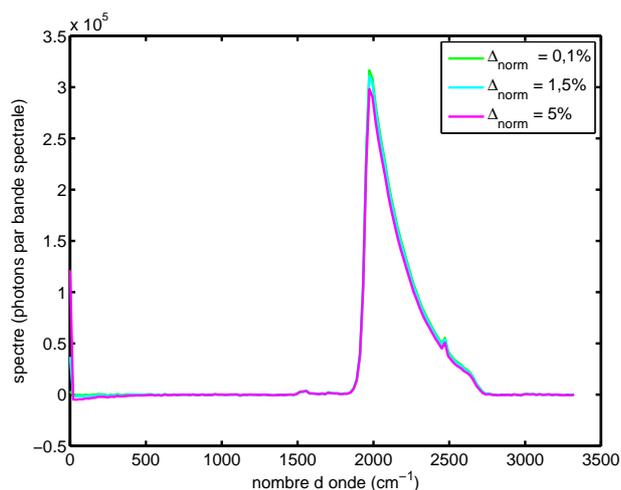


Fig. 3.15 – Spectre estimé pour des valeurs d'écart à la réponse théorique Δ_{norm} du détecteur de 0,1%, 1,5% et 5%. Nous considérons un écart type de bruit d'offset de 240 photons, un écart type de bruit de gain égal à 10^{-3} en présence de bruit de photons.

Nous constatons, tout d'abord, que les effets de la non linéarité du détecteur se retrouvent en dehors du domaine de détection (figure 3.16a). En effet, on constate un très grand écart pour la valeur de nombre d'onde égale à zéro. Ceci est cohérent avec le fait, observé dans la figure 3.10, que la différence entre les interférogrammes est essentiellement une différence de niveau moyen. Dans l'intervalle d'intérêt (figure 3.16b), la non linéarité se traduit par une réduction du flux uniforme spectralement.

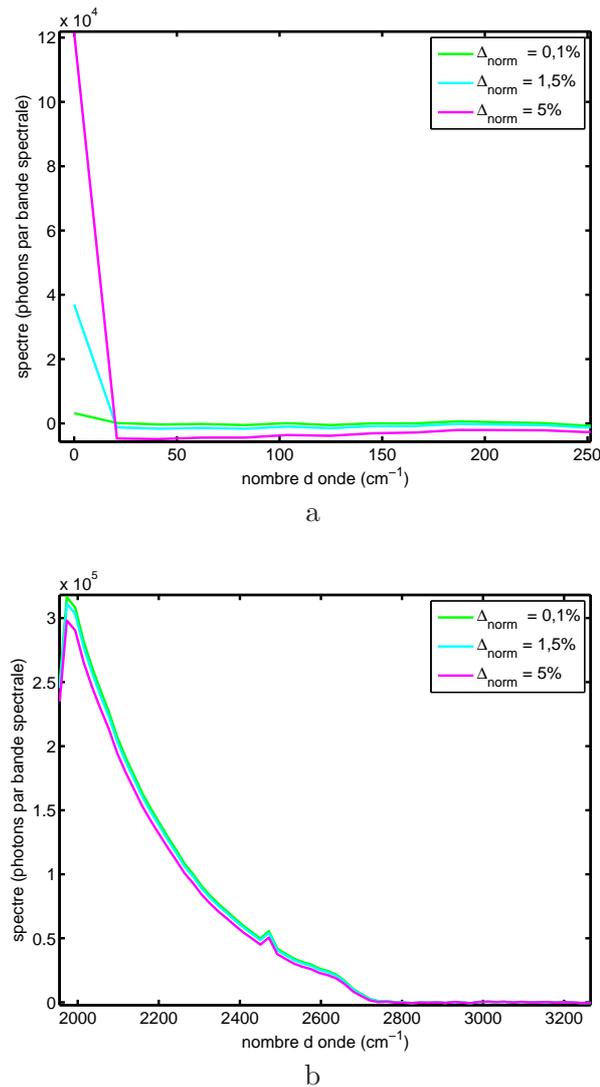


Fig. 3.16 – Spectre estimé pour des valeurs d'écart à la réponse théorique du détecteur de 0,1%, 1,5% et 5% dans des conditions de bruit d'offset d'écart type égal à 240 photons, de bruit de gain d'écart type égal à 10^{-3} et de bruit de photons . a) Zoom sur l'intervalle entre 0 et 250 cm^{-1} . b) Zoom sur une partie de l'intervalle d'intérêt compris entre 2000 et 3333 cm^{-1} .

Ces variations du niveau moyen sont un problème dans le cas de mesures absolues du spectre où le niveau de flux est la grandeur mesurée. En revanche, la figure 3.16b, faisant apparaître une raie d'émission de largeur 25 cm^{-1} autour de 2471 cm^{-1} pour différentes

Conclusion

valeurs de l'écart Δ_{norm} inférieures à 5%, montre que ces variations sont peu gênantes si l'on cherche à discriminer ou à détecter dans ces conditions de bruit.

3.3 Conclusion

La sensibilité des pixels d'un détecteur infrarouge varie dans le temps et l'espace. Le modèle de bruit sur la mesure de l'interférogramme par un spectro-imageur par TF, établi sur l'hypothèse de mesure non corrélée, révèle l'importance de l'effet des fluctuations temporelles de gain des pixels du détecteur dans le cadre de la détection de signaux faibles ($\Delta T = 5K$). En effet, ces fluctuations génèrent un bruit dont la variance réduit fortement le RSB par bande spectrale. Il sera alors important d'appliquer sur les acquisitions une correction afin d'égaliser la réponse des pixels du détecteur. Les écarts types de bruits résiduels devront alors être de l'ordre de $\gamma_{a_i} = 10^{-3}$ pour les fluctuations de gain et de l'ordre de $\gamma_{b_i} = 240$ photons pour les fluctuations d'offset des pixels afin d'obtenir un RSB de l'ordre de 18 (25dB) pour un signal utile de l'ordre 10^4 photons et une résolution spectrale de 25 cm^{-1} dans des conditions de bruit de photons prépondérant sur l'intervalle spectral de mesure compris entre 3 et $5\text{ }\mu\text{m}$ (tableau 3.3).

Enfin, la non linéarité du détecteur se traduit par un écart de la mesure réelle par rapport à la réponse théorique du détecteur qui est sans effet sur la restitution du spectre seulement dans le cas où l'écart considéré est inférieur à 0,15%. Si l'écart est supérieur, on peut s'affranchir expérimentalement de cette non linéarité de réponse des pixels par une calibration préalable du détecteur. A défaut, le modèle théorique de la courbe en S permet d'approximer cette non linéarité et de prévoir l'effet sur la restitution du spectre.

Nous avons évalué l'effet non négligeable de fluctuations non corrélées du signal mesuré (bruit blanc) sur le spectre estimé. Dans le chapitre suivant, nous considérons le cas d'un bruit corrélé d'un point de mesure à l'autre de l'interférogramme.

Chapitre 4

Influence de la corrélation temporelle des fluctuations sur l'estimation du spectre

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'influence des fluctuations de gain et d'offset qui peuvent être considérées, avec une bonne approximation, décorréelées d'un pixel à l'autre. Cependant, il existe d'autres sources de fluctuations de l'intensité mesurée par le détecteur qui sont corrélées temporellement. C'est le cas, par exemple, lorsque l'amplitude de la source fluctue pendant la durée de la mesure ou lorsqu'elle est observée à travers des turbulences atmosphériques [23].

L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier l'effet de fluctuations aléatoires corrélées de l'intensité d'un point de mesure à l'autre de l'interférogramme sur le spectre estimé. Nous modéliserons tout d'abord la mesure affectée par une perturbation d'amplitude et de longueur de corrélation fixées. Nous étudierons ensuite l'effet sur le spectre estimé en faisant varier ces paramètres.

4.2 Modélisation des fluctuations corrélées de l'intensité de l'interférogramme

4.2.1 Problématique

En spectrométrie par TF imageante, l'acquisition de l'interférogramme est réalisé sur un intervalle de temps important où l'intensité des points de la scène observée est susceptible de fluctuer de manière corrélée d'un point de mesure à l'autre [24]. Ces fluctuations temporelles de l'intensité perturbent l'acquisition de l'interférogramme pour chaque point. L'effet de telles fluctuations sur la restitution du spectre n'est pas négligeable [25], c'est ce que nous allons évaluer dans ce chapitre.

Supposons que les gain et offset de chaque pixel du détecteur sont constants et égaux respectivement à $a_0 = 1$ et $b_0 = 0$. L'interférogramme non bruité $I_0(\delta_i)$ pour une différence de marche δ_i peut s'écrire comme le produit d'un terme d'intensité J par un terme dépendant de la longueur d'onde $g(\delta_i)$. Pour une différence de marche d'indice i , on a :

$$I_0(\delta_i) = J.g(\delta_i) \tag{4.1}$$

où $g(\delta_i)$ est la composante spectrale normalisée correspondant à une valeur déterministe telle que $\Sigma g(\delta_i) = 1$.

$I(\delta_i)$ (équation 3.6) est une variable aléatoire de Poisson de moyenne et de variance égale à $I_0(\delta_i)$. On peut donc aussi écrire :

$$I(\delta_i) = J.g(\delta_i) + n_i^p \quad (4.2)$$

où n_i^p une variable aléatoire de moyenne nulle et de variance donnée par :

$$\gamma_{n_i^p}^2 = I_0(\delta_i) \quad (4.3)$$

$$= J.g(\delta_i) \quad (4.4)$$

Faisons l'hypothèse que les fluctuations d'intensité ne dépendent pas du spectre mesuré (elles sont donc indépendantes de la longueur d'onde λ). Nous pouvons alors écrire l'interférogramme comme le produit d'un terme d'intensité $J(t_i)$ (la différence de marche δ_i est enregistrée à l'instant $t_i = i \times \delta_i$) par le terme $g(\delta_i)$. Le terme $J(t_i)$ est donc l'intensité du signal qui varie, en présence de perturbations, en raison des instants d'acquisition différents. C'est une variable aléatoire de moyenne $\bar{J}(t_i) = J$.

Dans ces conditions, l'estimateur de l'interférogramme lors de la mesure perturbée $R(\delta_i)$ s'écrit :

$$\hat{I}(\delta_i) = \frac{R(\delta_i) - b_i^0}{a_i^0} = R(\delta_i) \quad (4.5)$$

Le bruit additif est, de plus, considéré négligeable par rapport au bruit de photons étant donné la technologie des détecteurs employés sur l'intervalle 3-5 μm (voir chapitre 2). La mesure se fait en présence de fluctuations de l'intensité du signal et de bruit de photons d'où :

$$\hat{I}(\delta_i) = J(t_i) \times g(\delta_i) + n_i^p \quad (4.6)$$

On note dorénavant $\hat{I}(\delta_i) = I_i$, $J(t_i) = J_i$ et $g(\delta_i) = g_i$ la composante spectrale normalisée.

4.2.2 Expression de la variance du bruit dû aux fluctuations de l'intensité de l'interférogramme et effet sur la variance du spectre estimé

4.2.2.1 Variance du bruit sur l'interférogramme

La moyenne et la variance du bruit sur l'interférogramme estimé pour chaque différence de marche d'indice δ_i sont données par :

$$\langle I_i \rangle = \langle J_i \rangle g_i = J g_i \quad (4.7)$$

$$VAR[I_i] = g_i^2 VAR[J_i] \quad (4.8)$$

où $VAR[J_i]$ est la variance de l'intensité du signal qui s'écrit :

$$\gamma_J^2 = \langle (J_i - J)^2 \rangle \quad (4.9)$$

Le produit de corrélation de deux points de mesure de l'interférogramme est donné par :

$$\langle \tilde{I}_i \tilde{I}_{i+j} \rangle = \underbrace{\langle \tilde{J}_i \tilde{J}_{i+j} \rangle}_{\Gamma_J(j)} g_i g_{i+j} \quad (4.10)$$

$$= \Gamma_J(j) g_i g_{i+j} \quad (4.11)$$

Avec $\tilde{I}_i = I_i - \langle I_i \rangle$, $\tilde{J}_i = J_i - J$ et le terme $\Gamma_J(j)$ désigne la fonction de covariance de J_i .

4.2.2.2 Variance du bruit sur le spectre estimé

Nous avons précédemment défini l'estimateur du spectre tel que :

$$\vec{\widehat{B}} = \vec{B} + M^{-1} \cdot \vec{b} = \vec{B} + \vec{b}' \quad (4.12)$$

avec \vec{b}' le bruit sur le spectre estimé dont la matrice de covariance s'écrit :

$$\Gamma^{b'} = M^{-1} \cdot \Gamma_I \cdot (M^{-1})^t \quad (4.13)$$

avec

$$\Gamma^b = \langle \vec{b} \cdot \vec{b}'^t \rangle \quad (4.14)$$

où \vec{b} est le bruit sur la mesure de I de moyenne nulle et de variance γ_b^2 .

Le bruit sur la mesure de l'interférogramme n'est pas indépendant d'un point de mesure à l'autre. Afin de déterminer les termes diagonaux $\Gamma^{b'}(i, i)$ de la matrice de covariance qui donnent la variance du bruit sur le spectre estimé pour chaque nombre d'onde, nous avons besoin de déterminer la matrice de covariance du bruit sur l'interférogramme Γ_I qui est alors non diagonale.

Pour cela partons de l'expression de la valeur de l'interférogramme pour une valeur de différence de marche définie par la relation 4.4. La matrice de covariance du vecteur aléatoire \vec{I} (relation 4.14) s'écrit :

$$\Gamma^b = \langle (I - \bar{I}) \cdot (I - \bar{I})^t \rangle \quad (4.15)$$

$$= \langle \Delta I \Delta I^t \rangle \quad (4.16)$$

où $\Delta I = I - \bar{I}$ et avec les éléments de cette matrice tels que :

$$\Gamma^b(i, j) = \langle \Delta I_i \Delta I_j \rangle \quad (4.17)$$

$$= \langle \Delta J_i g_i \Delta J_j g_j \rangle \quad (4.18)$$

$$= \langle \Delta J_i \Delta J_j \rangle g_i g_j \quad (4.19)$$

$$= \Gamma_J(i, j) g_i g_j \quad (4.20)$$

L'estimateur de l'interférogramme donné dans l'équation 4.6 permet de déterminer l'estimateur \widehat{B} du spectre (1.31) et sa matrice de covariance $\Gamma^{b'}$ (relation 4.13) dont les coefficients sont notés $\Gamma^{b'}(i, j)$.

4.3 Etude de l'effet des fluctuations d'intensité de l'interférogramme sur la restitution du spectre

Afin d'étudier l'influence de la corrélation des fluctuations d'intensité sur la forme du spectre estimé, nous allons choisir un modèle paramétrique de ces fluctuations (distribution, longueur de corrélation) et étudier leur effet sur le spectre estimé en fonction de paramètres d'acquisition de l'interférogramme (bande spectrale, nombre d'échantillons, temps d'acquisition total)

4.3.1 Génération d'un bruit corrélé

On contrôle la variance de J_i en générant un bruit corrélé $\chi(t)$ sous forme d'un vecteur de variables aléatoires gaussiennes corrélées. Le bruit corrélé est tracé sur la figure 4.1.a sur

une échelle de temps de 0 à $(N - 1)\Delta t$ (avec $\Delta t = t_{i+1} - t_i$) tel que $\frac{\gamma_J}{J} = 0,05$. Les fluctuations générées sont distribuées suivant une loi normale dont la densité de probabilité est définie par :

$$P(\chi) = \frac{2}{\gamma_J/J\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{2(\chi - \bar{\chi})^2}{\gamma_J^2/J^2}\right) \quad (4.21)$$

La fonction d'autocorrélation est de la forme suivante :

$$C(t) = \exp -\frac{t}{\tau} \quad (4.22)$$

où t est l'instant d'acquisition et τ la longueur de corrélation du bruit tous deux donnés en seconde.

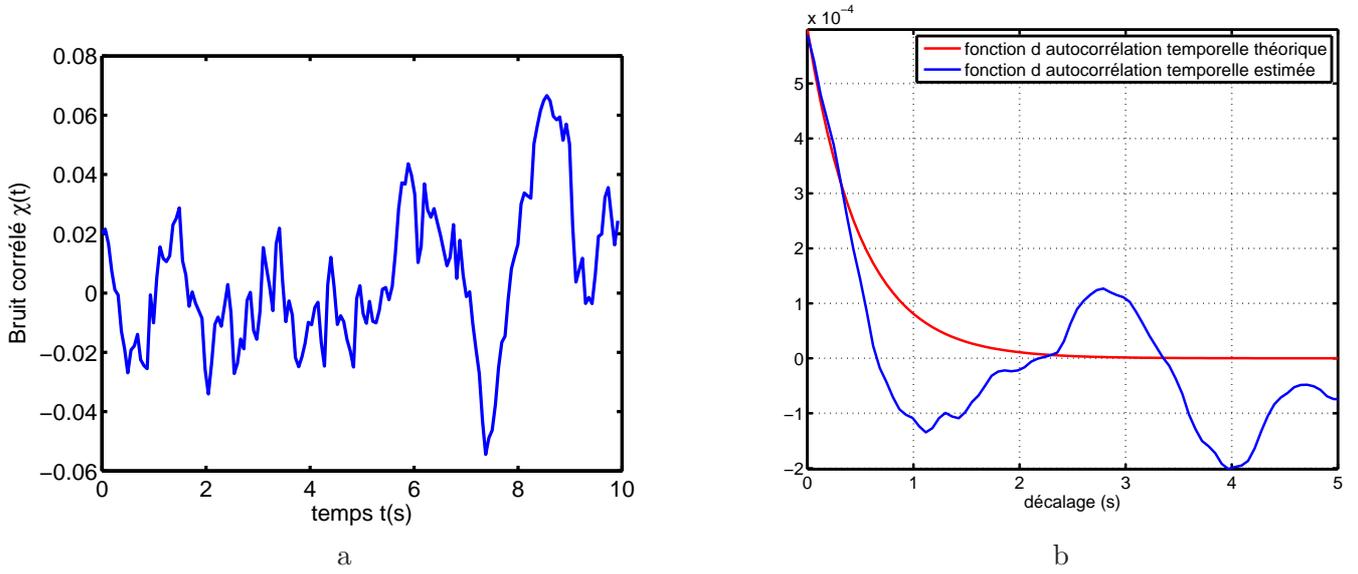


Fig. 4.1 – a) Bruit corrélé $\chi(t)$ de longueur de corrélation $\tau = 0,5s$ pendant un temps d'acquisition de $T=10s$ ($N=1000$ échantillons acquis avec un intervalle de temps de $\Delta t = 0.01s$); b) Vérification de la fonction d'autocorrélation choisie de forme exponentielle pour les fluctuations générées.

Sur la figure 4.1a, la longueur de corrélation des fluctuations τ a été choisie de manière à avoir $N_{osc} = 20$ oscillations pendant le temps total T . τ est décrit par :

$$\tau = \frac{N}{N_{osc}} \times \Delta t = 0,5s \quad (4.23)$$

Ce modèle de perturbation permet de générer un bruit gaussien que nous utiliserons pour les calculs suivants.

4.3.2 Calcul des fluctuations d'intensité

Le bruit corrélé $\chi(t)$ est échantillonné avec un pas Δt conduit à un vecteur χ_i . L'intensité du signal d'un point mesurée à travers la perturbation χ_i (figure 4.1) est illustré dans la figure 4.2 pour une réalisation de l'interférogramme.

Etude de l'effet des fluctuations d'intensité de l'interférogramme sur la restitution du spectre

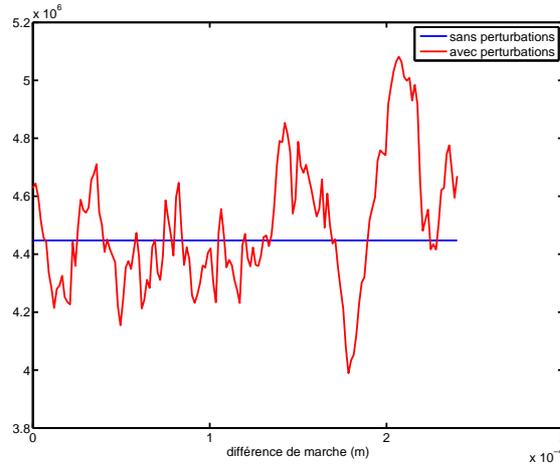


Fig. 4.2 – Fluctuation de l'intensité du signal (1 réalisation) à travers une perturbation caractérisée par la longueur de corrélation $\tau = 0,5s$.

L'étude statistique des fluctuations de l'amplitude du signal à travers l'atmosphère [26] mène au résultat classique pour l'intensité perturbée qui est générée à partir de :

$$J_i = J \exp(2\chi_i) \quad (4.24)$$

L'écart type du bruit sur l'intensité γ_J est donc lié à l'écart type du bruit gaussien par la relation :

$$\gamma_\chi = \frac{1}{2} \frac{\gamma_J}{J} \quad (4.25)$$

où γ_χ est l'écart type du bruit $\chi(t)$ supposé très inférieur à 1.

Comme la perturbation χ_i est distribuée avec une loi normale, de moyenne $\bar{\chi}$ et d'écart-type $\frac{1}{2} \frac{\gamma_J}{J}$, la densité de probabilité de J_i suit donc une loi log normale (figure 4.3) définie par :

$$P(J_i) = \frac{1}{\gamma_J/J \times \sqrt{(2\pi) \times J_i}} \times \exp\left(-\frac{(\ln(J_i/J) - \bar{\chi})^2}{2 \times \gamma_J^2/J^2}\right); \quad (4.26)$$

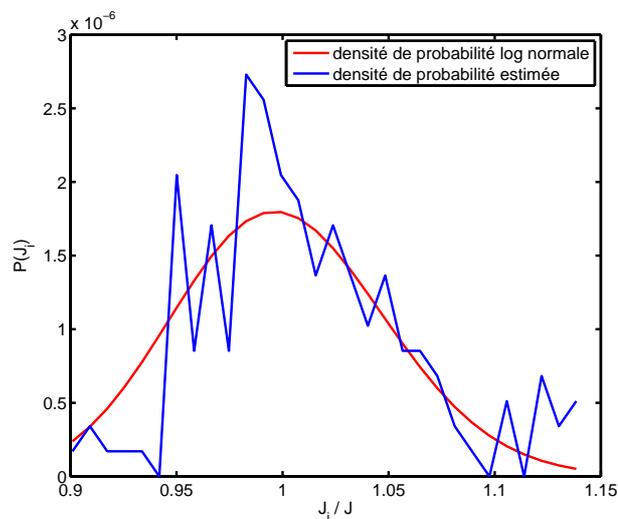


Fig. 4.3 – Densité de probabilité des fluctuations d'intensité induites par la perturbation $\chi(t)$ pour un nombre de classe pris égale à 30

4.3.3 Effet des fluctuations d'intensité sur l'interférogramme acquis et sur le spectre estimé

Dans les conditions d'acquisition données dans le tableau 3.1, la figure 4.4 donne l'allure de l'interférogramme de 161 points (pour les différences de marche comprises entre 0 et $\delta_{max} = 0,24$ mm) perturbé par le bruit χ_i .

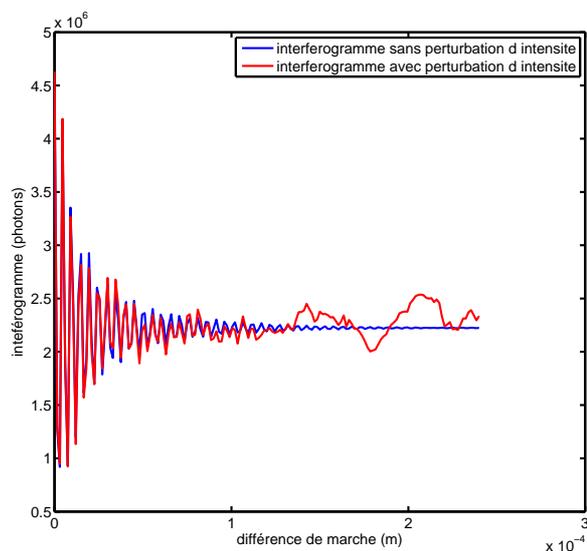


Fig. 4.4 – Une réalisation de l'interférogramme estimé de 1000 points acquis pendant $T=10$ s. L'intensité du signal $J(t_i)$ fluctue suivant une loi log normale. La longueur de corrélation de la perturbation est égale à 0,5s telle que $\gamma_J/J = 0,05$.

Etude de l'effet des fluctuations d'intensité de l'interférogramme sur la restitution du spectre

Le spectre estimé résultant d'une transformée de Fourier (équation 1.2) est donné dans la figure 4.5.

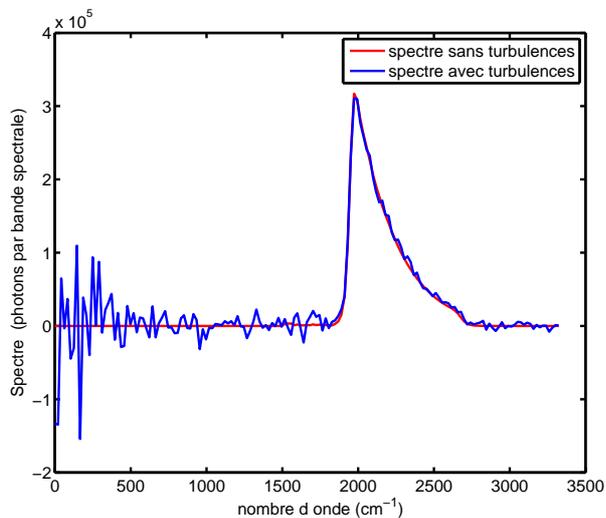


Fig. 4.5 – Spectre estimé $\widehat{B}(\sigma_j)$ à travers une perturbation de l'intensité de l'interférogramme caractérisée par la longueur de corrélation de 0,5s tel que $\gamma_J/J = 0,05$.

On remarque dans la figure 4.5 que les perturbations présentes dans le spectre estimé du point source sont situées, en grande partie, en dehors du domaine d'intérêt compris entre 3 et 5 μm . Nous allons étudier comment cette répartition du bruit sur le spectre estimé évolue avec l'amplitude et le temps de corrélation de la perturbation.

4.3.4 Analyse des résultats en fonction de la longueur de corrélation des perturbations et de leur écart type

4.3.4.1 Premières observations

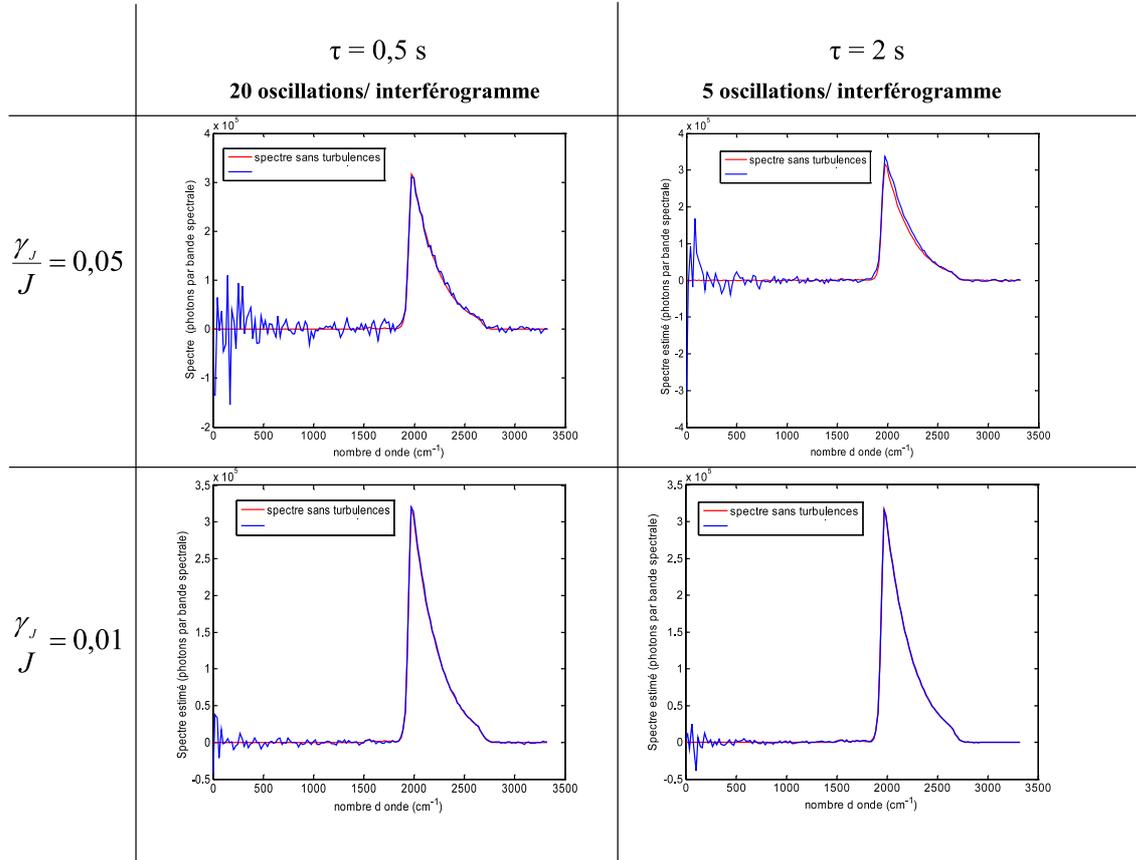


Fig. 4.6 – Spectre estimé en fonction du paramétrage de la perturbation de l'intensité de l'interférogramme.

La figure 4.6 montre les fluctuations de l'intensité de l'interférogramme de 5 et de 20 oscillations sur le domaine de mesure. Ces fluctuations correspondant à des longueurs de corrélation de 0,5s et 2s respectivement sur une période d'acquisition de 10s sont rejetées en dehors du domaine spectral de détection. En effet, ces fluctuations spatio-temporelles lentes correspondent à des longueurs d'onde supérieures à celles contenues dans le domaine de détection. Par exemple pour 5 oscillations, la période spatiale d'une oscillation est de :

$$\frac{\delta_{max}}{5osc.} = \frac{0.24mm}{5} = 48 \mu m \quad (4.27)$$

soit un nombre d'onde dans le domaine spectral de :

$$\frac{1}{48 \mu m} \simeq 208 \text{ cm}^{-1} \quad (4.28)$$

Pour 20 oscillations, ce nombre d'onde est de l'ordre de 833 cm^{-1} .

Bien entendu, un écart type des fluctuations d'intensité égal à 5% induit une plus grande amplitude des fluctuations du spectre qu'un écart type de 1%.

4.3.4.2 Calcul de la variance sur le spectre estimé

Nous avons tracé dans la figure 4.7, les variances du bruit de photons et du bruit dû aux perturbations pour la longueur de corrélation $\tau = 0,5s$ soit 20 oscillations. La variance du bruit sur le spectre estimé due aux fluctuations d'intensité est calculée à partir des éléments diagonaux de la matrice de covariance donnée en 4.13 pour 100 réalisations. La variance estimée est bien de l'ordre du carré de l'amplitude des fluctuations autour de la valeur vraie du spectre observée figure 4.5. On constate aussi qu'il y a un rapport de l'ordre de 10^2 entre la variance du bruit de photons et la variance du bruit dû aux perturbations entre 2000 et 3000 cm^{-1} . Le bruit de photons apparaît clairement négligeable par rapport au bruit de fluctuation de l'intensité du signal d'écart type égal à 5% de l'intensité moyenne.

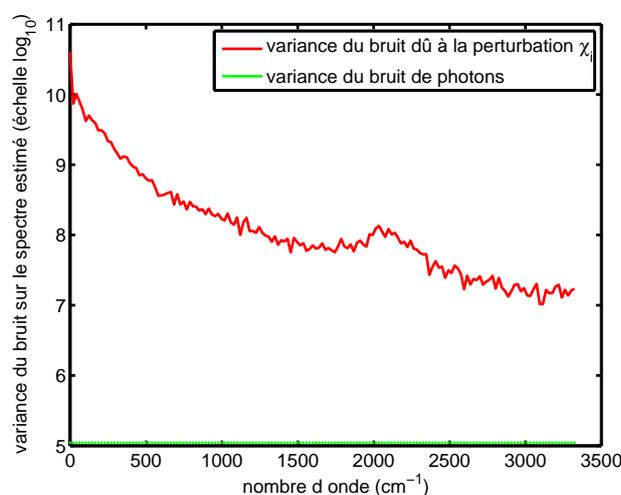


Fig. 4.7 – Variance (échelle logarithmique) du bruit de photons (vert) comparée à la variance du bruit dû aux fluctuations d'intensité (rouge) sur le spectre estimé pour $\tau = 0,5s$ soit 20 oscillations.

Afin de caractériser ces perturbations du spectre estimé en fonction de la longueur de corrélation de la perturbation, nous avons tracé dans la figure 4.8 la variance du bruit de fluctuation de l'intensité du signal (calculée sur plusieurs réalisations) sur le spectre estimé en fonction du paramètre τ (la longueur de corrélation des fluctuations temporelles de l'intensité du signal).

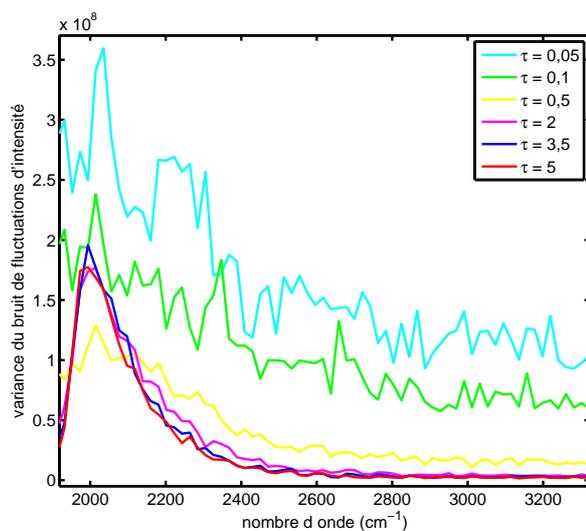


Fig. 4.8 – Variance du bruit dû aux fluctuations d'intensité sur le spectre estimé pour différentes valeurs de τ sur l'intervalle spectral entre 3 et $5\mu\text{m}$ (entre 2000 et 3333 cm^{-1}).

Pour une valeur de $\Delta_t = 0,01\text{s}$ pendant un temps d'acquisition $T = 10\text{s}$ de l'interférogramme complet de N échantillons, nous avons fait varier le paramètre τ (relation 4.23) entre $0,05\text{ s}$ (200 oscillations dans l'interférogramme) et 2s (5 oscillations). On remarque que la variance du bruit sur le spectre augmente lorsque le temps de corrélation des fluctuations d'intensité décroît. En effet la figure 4.9 présente la variance du bruit sur le spectre estimé pour un nombre d'onde égal à 2500 cm^{-1} en fonction du temps de corrélation :

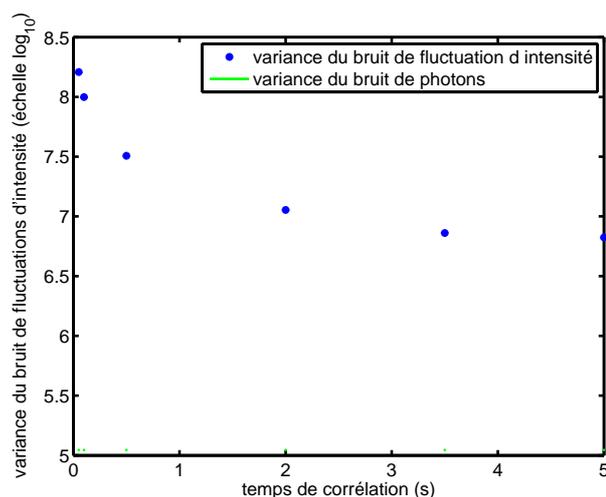


Fig. 4.9 – Variance du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé pour un nombre d'onde égal à 2500 cm^{-1} en fonction du temps de corrélation τ .

Plus le temps de corrélation des fluctuations d'intensité est petit, plus la variance du bruit sur le spectre est élevée. Cette dernière (en bleu) est toujours supérieure à la variance

Etude de l'effet des fluctuations d'intensité de l'interférogramme sur la restitution du spectre

du bruit de photons (en vert) pour un écart type de bruit égale à 5% de l'intensité du signal. De plus, pour les longueurs de corrélation élevées, la variance du bruit sur le spectre semble proportionnelle à la valeur du spectre d'où l'allure de la courbe de la variance dans la figure 4.8 entre 2000 et 3000 cm^{-1} . Pour comprendre cela, supposons que la longueur de corrélation est très grande, de sorte que l'intensité $J_i = J$ est constante, mais aléatoire, sur tout l'interférogramme. Le spectre est alors donné par :

$$B_j = J \times \tilde{g} \quad (4.29)$$

avec $\tilde{g} = M^{-1}g$. Ainsi l'estimation de la variance du bruit sur le spectre estimé \hat{B} dépend du carré des écarts de l'intensité par rapport à J et peut s'écrire pour un nombre d'onde donné telle que :

$$\gamma_{\hat{B}_j}^2 = \langle (J - \langle J \rangle)^2 \rangle \times b_j^2 \quad (4.30)$$

La figure 4.10 présente, en rouge, le spectre estimé à l'aide de l'équation 4.12) et, en bleu, le spectre approximé par la relation 4.29 dont la variance est donnée en fonction de l'écart de l'intensité par rapport à la moyenne (équation 4.30) pour une longueur de corrélation $\tau = 0,5$ s. Les spectres sont très semblables et sont du même ordre de grandeur mais ne se superposent pas pour les faibles nombres d'onde correspondant à la fréquence temporelles des fluctuations d'intensité. La relation 4.30 ne renseigne donc pas sur les effets des fluctuations sur les basses fréquences du spectre.

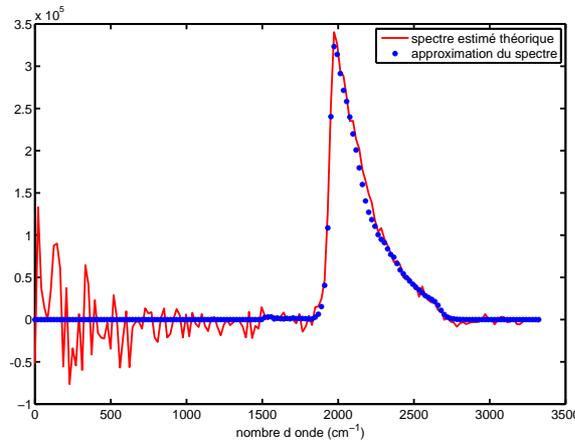


Fig. 4.10 – Comparaison de l'expression de l'estimateur du spectre (relation 4.12) avec l'approximation donnée en 4.29.

La variance $\langle (J - \langle J \rangle)^2 \rangle$ est calculée sur N réalisations pour chaque nombre d'onde. Les figures 4.11 et 4.12 comparent la variance du bruit sur le spectre définie dans notre modèle (équation 4.13) à l'équation 4.30 pour des longueurs de corrélation $\tau = 0,5$ s et $\tau = 10$ s respectivement.

Influence de la corrélation temporelle des fluctuations sur l'estimation du spectre

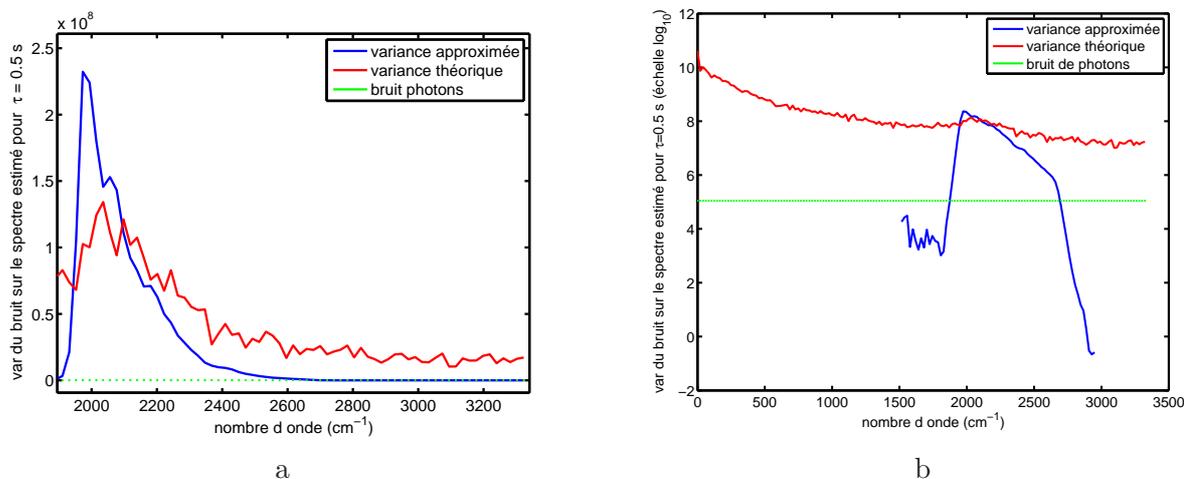


Fig. 4.11 – a) Variance théorique du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé à l'aide de l'équation 4.13 (en rouge), variance approximée à l'aide l'équation 4.30 (en bleu) et variance du bruit de photons (en vert) pour un temps de corrélation élevé ($\tau = 0,5$ s). b) Échelle logarithmique.

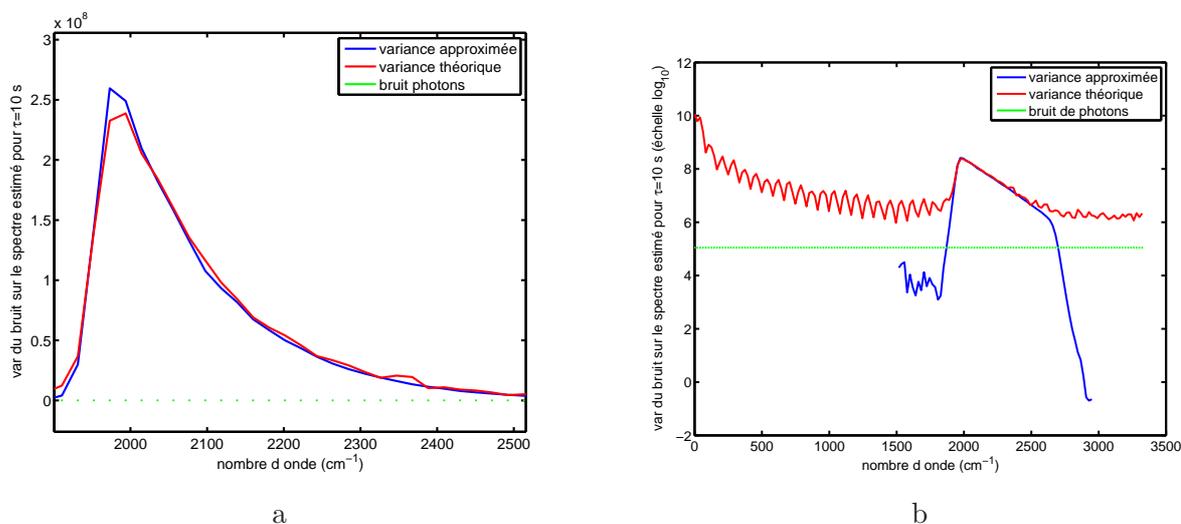


Fig. 4.12 – a) Variance théorique du bruit de fluctuation d'intensité sur le spectre estimé (en rouge), variance approximée (en bleu) et variance du bruit de photons (en vert) pour un temps de corrélation élevé ($\tau = 10$ s). b) Échelle logarithmique.

Si la valeur du temps de corrélation caractéristique de la perturbation est augmentée à 10s (figure 4.12), les courbes correspondant à la variance du bruit sur le spectre donnée par le modèle et à la relation 4.30 se rapprochent significativement. Ainsi l'expression 4.30 constitue une bonne approximation de la variance du bruit pour des temps de corrélation caractéristiques très élevés, c'est à dire dans le cas de très lentes fluctuations de l'intensité.

Enfin, dans l'hypothèse que le bruit de photons et le bruit dû aux fluctuations d'intensité sont les seuls bruits sur la mesure et qu'ils sont indépendants, le RSB (défini dans l'équation

Conclusion

2.55) s'écrit comme :

$$RSB(\sigma_g) = \frac{\left(|B_\sigma^{gaz}(\sigma_g) - B_\sigma^{fond}(\sigma_g)|\right)}{\sqrt{u_k}} \quad (4.31)$$

$$= \frac{\left(T_m \Delta \sigma |B_\sigma^{gaz}(\sigma_g) - B_\sigma^{fond}(\sigma_g)|\right)}{\frac{\sqrt{8}}{N_{TF}} \sqrt{\sum_{k=0}^{N_{TF}-1} v_k}} \quad (4.32)$$

où u_k est la variance du bruit sur le spectre donnée par des équations 2.24. La variance du bruit sur l'estimateur de l'interférogramme \hat{I} (2.19) est telle que $v_k = \gamma_J^2 + \gamma_{n_p}^2$.

L'équation 4.32 montre que le RSB est indépendant de la longueur de corrélation des fluctuations de l'intensité du signal mais dépend plutôt de l'amplitude de ces fluctuations. Ainsi pour la mesure d'une différence de température de 5K considérée dans le chapitre précédent (correspondant au signal utile $T_m \Delta \sigma \Delta B_\sigma(\sigma_j) = 1,0341 \times 10^4$ photons à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ ou 2471 cm^{-1} pour un temps d'intégration pris égal à 1ms) et pour un écart type des fluctuations de l'intensité du signal de 5% de l'intensité moyenne, le RSB par bande spectrale est de l'ordre de 29 dB.

4.4 Conclusion

Nous avons considéré les fluctuations d'intensité aléatoires corrélées dans l'hypothèse de perturbations faibles. Les simulations, pour un modèle de perturbation caractérisé par sa longueur de corrélation et par son amplitude correspondant à des fluctuations spatiales lentes, ont montré que les perturbations apparaissant dans le spectre estimé sont situées, en grande partie, en dehors du domaine de détection. Ainsi plus le temps de corrélation des fluctuations d'intensité est petit, plus la variance du bruit sur le spectre est élevée. Cette dernière est néanmoins toujours supérieure à la variance du bruit de photons pour des fluctuations de l'intensité correspondant à un écart type égal à 5% de l'intensité moyenne. La variance du bruit sur le spectre estimé dépend fortement de la longueur d'onde de mesure et de l'échelle des fluctuations. Dans la pratique, il sera donc très important d'évaluer les propriétés de corrélation temporelle des fluctuations de la source, car elles auront une influence importante sur la précision de l'estimation du spectre.

Deuxième partie

Conception, dimensionnement et réalisation d'un spectro-imageur expérimental

Chapitre 5

Etude des capacités de discrimination des spectres

L'objectif de la thèse a été, dans un premier temps, d'évaluer les limites fondamentales d'un système de détection basé sur la spectro-imagerie par TF. Construire un spectro imageur par transformée de Fourier statique infrarouge expérimental impose de connaître la résolution spectrale nécessaire ainsi que les longueurs d'onde concernées dans le cadre des applications infrarouges envisagées.

D'une manière générale, l'observation de la Terre à partir d'un porteur (satellite, avion, etc.) est possible uniquement dans des portions du spectre électromagnétique (figure 5.1) que l'on nomme "fenêtres atmosphériques". En effet, l'atmosphère est relativement transparente dans le visible de 400 à 700 nm (large fenêtre atmosphérique). Dans l'infrarouge, il existe principalement deux fenêtres atmosphériques entre 3 et 5 μm et entre 8 et 14 μm . Bien que la mesure d'objet à distance (ou télédétection) passe par ces fenêtres atmosphériques, elle est néanmoins perturbée par la diffusion et l'absorption de l'atmosphère [27]. Les résultats des mesures sont par conséquent souvent légèrement affectés et doivent être ajustés par un processus de traitement numérique de l'image ou du spectre basé sur la connaissance a priori des caractéristiques atmosphériques en fonction des conditions d'observations (altitude, conditions météorologiques).

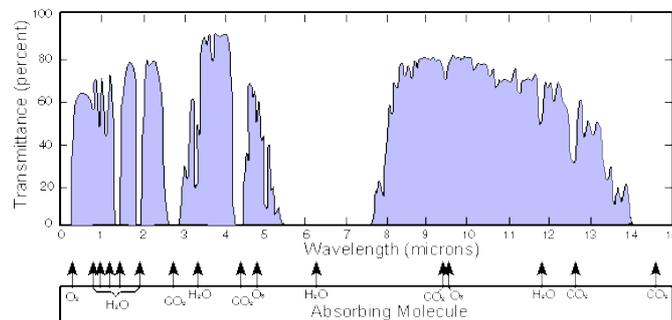


Fig. 5.1 – Spectre d'absorption de l'atmosphère.

Ces données atmosphériques, indépendantes du contenu de la scène, peuvent être simulées, par exemple, grâce à des modèles de référence tels que MODTRAN (MODerate resolution atmospheric TRANsmission) de l'US Air Force ou MATISSE de l'Office National

des Etudes et Recherche Aérospatiales (ONERA). Ces codes de calcul modélisent l'atmosphère dans différentes conditions météorologiques en fonction de la longueur d'onde et pour différentes résolutions spectrales.

Ces différentes fenêtres atmosphériques sont utilisées dans le cadre des applications de sécurité et défense. Toutefois, de nuit et à grande distance, seule l'émission thermique permet d'observer les objets ou phénomènes recherchés. C'est pourquoi, après avoir présenté les différentes applications envisagées ainsi que les scénarii multi- et hyperspectraux développés, nous étudierons les spectres issus des bases de données spectrales disponibles afin d'évaluer le ou les intervalles spectraux d'intérêt dans le domaine infrarouge. Les ordres de grandeurs de résolution spectrale nécessaires pour la discrimination de tels spectres seront ensuite déterminés. Nous pourrons enfin conclure sur les contraintes de réponse et de résolution spectrales permettant à notre système de mesurer les spectres compte tenu du contexte opérationnel et des objectifs de détection.

5.1 Les applications de sécurité et défense

Nous décrivons dans cette section les objectifs de détection dans le cadre des applications sécurité défense recherchées.

5.1.1 Décamouflage

Cette application consiste en la détection d'un objet recherché (la cible) caché (ou camouflé) dans son environnement.

Dans le visible et le proche infrarouge, c'est la réflectivité de l'objet que l'on cherche à mesurer. Celui-ci est camouflé par des moyens tels que des filets, des feuillages ou de la peinture de la couleur de l'environnement. On utilise la couleur verte pour un environnement végétal (par exemple certaines peintures de camouflage ont la même réponse spectrale en réflectivité que celle de la chlorophylle) ou des couleurs claires pour les sols ou le désert. Dans l'infrarouge, deux effets sont présents : la réflectivité et l'émissivité des objets. Le camouflage va alors consister à utiliser des matériaux dont la signature spectrale est très proche de celle de la cible. D'autres moyens de camouflages dans l'infrarouge sont actuellement développés. En effet des efforts de conception des véhicules militaires (chars, avions, etc.) visent à rendre leur signature spectrale la plus neutre possible. Ceci est réalisé en réduisant les émissions de chaleur à la source à l'aide, par exemple, de circuits de refroidissement ou de systèmes de répartition ou de dilution de la chaleur. D'autres techniques telles que l'utilisation de revêtements basse émissivité permettent de dissimuler les points chauds d'un véhicule dans son environnement.

5.1.2 Déleurrage

Le principe est de pouvoir distinguer la vraie cible d'une fausse (ou leurre). Les leures sont des avions ou autres véhicules en bois ou en matériaux gonflables recouverts de peinture de camouflage. Dans l'infrarouge, un leurre de qualité dépend du compromis difficile entre l'équilibre thermique de l'objet qui sert de leurre et les caractéristiques spectrales de la peinture de camouflage (ou plus généralement de son état de surface). En effet, les leures sont difficilement à la même température que les objets qu'ils imitent. De plus, l'état de surface des vraies cibles est difficile et très coûteux à reproduire sur les leures. Ces derniers sont ainsi détectables d'une part par leur différence de température par comparaison à la vraie cible (ceci est possible grâce à des modèles de calculs de variation de température des

objets en fonction du moment de la journée ou à des images de synthèse de véhicules dans l'infrarouge, etc.) et d'autre part, par la rugosité de leur surface provoquant de multiples réflexions qui augmente leur émissivité par rapport à une vraie cible.

5.1.3 Analyse BDA (Battle Damage Assessment)

Le but de cette fonction est de savoir si un objet camouflé était présent avant l'attaque. Cela nécessite de pouvoir vérifier si, par exemple, un avion (ou du matériel ou des munitions, etc.) a été détruit dans un hangar par détection des résidus de combustion ou d'explosion (par exemple des métaux, des hydrocarbures etc.). Ce type de détection doit se dérouler dans les vingt minutes qui suivent l'attaque.

5.1.4 Détection de polluants ou gaz de combat

Cette application consiste en la détection de gaz, dont les caractéristiques spectrales et thermiques sont connues, à l'aide de systèmes suffisamment performants en terme de résolution et de RSB par bande spectrale. Par exemple, les gaz de combats présentent généralement, juste après épandage, une différence de température [28] par rapport au fond de la scène. Les signatures spectrales typiques dépendent, quant à elle, du gaz considéré.

5.1.5 Détection de mines enterrées

Il existe deux manières de détecter ce type de mines. La première méthode consiste à rechercher, dans une image thermique, des alignements de points chauds ou froids résultant de modifications des propriétés thermiques du sol à l'emplacement des mines. Des algorithmes de détection d'alignement sont actuellement utilisés pour la modélisation de la scène optronique pour différents cas de pose de mines.

L'apport de l'imagerie multispectrale existe pour des mines qui viennent d'être enterrées. Cette seconde méthode consiste à rechercher des emplacements où l'émissivité spectrale du terrain a été modifiée. Ainsi, la terre retournée, plus humide, présente une réflectance différente [29] et peut laisser apparaître des spectres de minéraux normalement enfouis (par exemples des silicates).

5.2 Détermination de la résolution spectrale et de l'intervalle spectrale d'intérêt

En détection infrarouge, dans les fenêtres atmosphériques définies précédemment, les images sont analysées en se référant à des bases de données de signatures spectrales des différents matériaux, végétaux et minéraux observés [30]. Ces caractéristiques spectrales doivent donc être connues a priori pour être détectées. Plusieurs types de bibliothèques spectrales référencent ces spectres. L'objectif de cette section est d'utiliser les spectres de ces bases de données pour déterminer la résolution spectrale et l'intervalle spectral d'intérêt pour nos applications.

5.2.1 Les bases de données spectrales existantes

Il existe trois types de bases de données spectrales. La première correspond à des bases de données classiques concernant les végétaux, les minéraux et des matériaux de construction et est accessible par le grand public. La seconde correspond à des bases de données spécifiques. Souvent confidentielles, elles sont issues de campagnes de mesures effectuées par

les militaires, les industriels ou les universités [31] et concernent des matériaux particuliers tels que les feux d'hydrocarbures, différents types de sols ou encore des composants chimiques (gaz, peintures etc.). Enfin la dernière correspond à des bases de données spectrales créées à partir de modèles de calculs pour des matériaux dont les paramètres d'émissivité sont connus. Décrivons quelques unes de ces bases.

5.2.1.1 Les bases de données classiques

Généralement en accès libre, ces bases de données sont fournies sous forme de fichiers texte contenant les valeurs de réflectance ou d'émissivité des matériaux en fonction de la longueur d'onde. La mesure est réalisée à l'aide de spectromètres permettant l'analyse spectrale de la radiométrie de divers échantillons.

Base de données ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflectance Radiometer) Ces données spectrales proviennent des bibliothèques spectrales d'institutions telles que Johns Hopkins University (JHU) [32], Jet Propulsion Laboratory (JPL) et United States Geological Survey (USGS - Reston). Elles sont constituées de la réflectance pour différents types de sols, de végétaux, d'eau, de minéraux et de matériaux de construction pour des longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge (de 400nm à 14 μm). Elles sont accessibles gratuitement sur internet ¹.

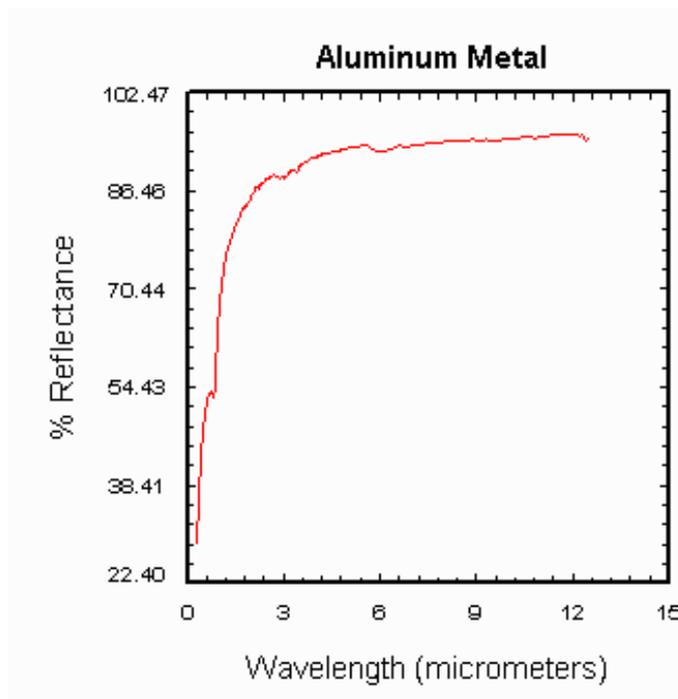


Fig. 5.2 – Réflectivité (Hémisphérique directionnelle à 10 degrés [1]) de l'aluminium non poli donnée sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base ASTER.

¹<http://speclib.jpl.nasa.gov>

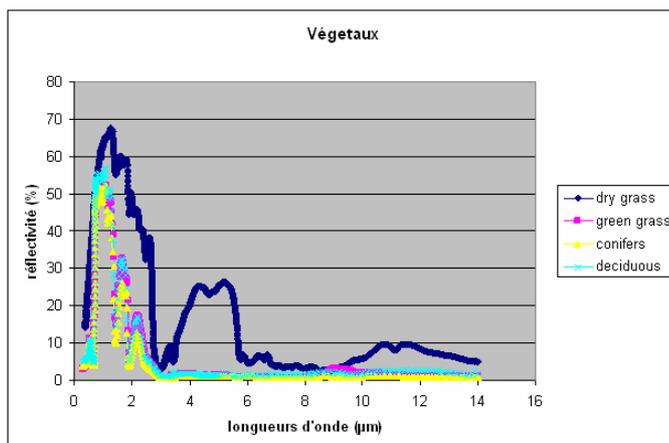


Fig. 5.3 – Réflectivité de différents végétaux sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base ASTER.

Base de données MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectrometer) Constituée dans les laboratoires de l'Université de Californie (University of California Santa Barbara), cette bibliothèque, en accès libre ², contient des données d'émissivité absolue entre 3 et 14 μm pour différents échantillons de sols (sols, sols salés, sables etc.) de différents états aux USA (Nebraska, Oklahoma, Arizona, Massachusetts, Wisconsin, Nevada, Californie etc.), d'eau (mer, neige, glace), de végétaux (feuilles, écorce d'eucalyptus, herbes sèches) et de matériaux de constructions (brique, tuiles, bois etc.). La figure 5.4 donne l'émissivité de feuilles d'arbres dans l'infrarouge entre 3,33 et 14 μm .

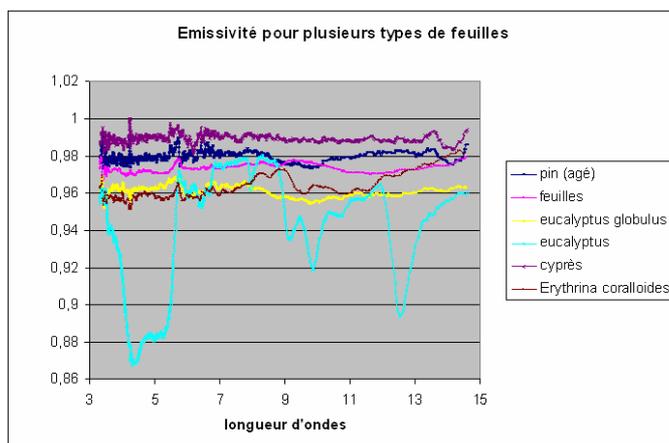


Fig. 5.4 – Émissivité pour différentes feuilles d'arbres mesurée entre 3,33 et 14 μm . Données de la base MODIS.

La figure 5.4 montre la part importante de l'émissivité dans l'infrarouge. Elle est comprise entre 0,86 et 0,99 pour certains végétaux.

²<http://www.icess.ucsb.edu/modis/EMIS/html/em.html>

5.2.1.2 Un exemple de base de données industrielle : Base de données Thales Optronique SA (TOSA)

Les matériaux recherchés dans le contexte militaire de TOSA (gaz, peintures, etc.) ont des signatures spectrales caractéristiques dans l'infrarouge. Pour certains de ces matériaux, les plus dangereux, il est évidemment difficile de connaître ces données. L'intérêt des industriels est donc de mesurer les caractéristiques spectrales de ces matériaux et de les regrouper dans des bases de données pour tester et définir les performances des instruments développés. Une partie de la base de données spectrales de TOSA est constituée de données correspondantes à des valeurs numériques de réflectivité (figure 5.5) pour différents matériaux (végétaux, peintures etc.) issues de séries de mesures effectuées par la société Surface Optics Corp à l'aide de spectro-imageurs multi- et hyperspectraux. Des campagnes de mesure de spectres peuvent venir compléter la base de données.

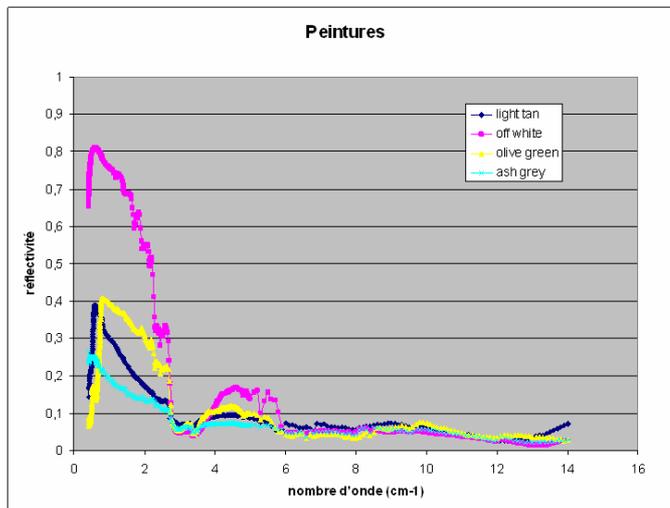


Fig. 5.5 – Réflectivité de peintures classiques sur l'intervalle spectral allant du visible à l'infrarouge (de 400 nm à 12 μm). Base utilisée par TOSA.

5.2.1.3 Bases de données spectrales issues d'une modélisation

Différents modèles sont développés pour simuler les spectres de matériaux [33]. Par exemple, le modèle PROSPECT [34] simule, à l'aide de MATLAB, les réflectances et transmittances des feuilles sèches et vertes pour des longueurs d'onde allant de 400 à 2500 nm (avec un pas de 1 nm) grâce à des données telles que l'indice de réfraction de feuilles, le coefficient d'absorption spécifique de la chlorophylle, le coefficient d'absorption spécifique de l'eau et enfin le coefficient d'absorption spécifique de la matière sèche restants calculés dans le programme à partir des paramètres d'entrée tels que le paramètre de structure de la feuille, la composition en chlorophylle en $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, l'épaisseur équivalente de l'eau en g/cm^2 et la composition en matière sèche en g/cm^2 . Quelques valeurs typiques de ces 4 paramètres sont données par exemple pour le riz, le bambou, la laitue etc.

D'autres modèles permettent de simuler la réflectance spectrale et directionnelle des sols du domaine visible au proche infrarouge à l'aide de paramètres tel que l'albédo et la rugosité de surface (modèle de Hapke [35]) ou prenant en compte leur composition en eau [36]. Le tableau 5.6 récapitule les données fournies par les différentes bases décrites. Nous nous baserons sur les spectres fournis par ces différentes sources pour l'étude des intervalles

Détermination de la résolution spectrale et de l'intervalle spectral d'intérêt

spectraux d'intérêt et les ordres de grandeurs de résolution spectrale nécessaires à nos applications.

5.2.1.4 Synthèse de données spectrales disponibles

Le tableau 5.6 récapitule les données spectrales à disposition pour l'étude des capacités de discrimination des spectres dans l'infrarouge entre 3 et 5 μm et entre 8 et 12 μm .

	ASTER	TOSA	MODIS
	JHU, JPL, USGS	Surface Optics Corp	UCSB
Grandeur mesurée	DHR (10°)	réflectivité	émissivité
Matériaux (nb de spectres différents)			
roches	244		
sols	58	35	70
végétaux	4	19	28
minéraux	1348		
peintures	18	20	8
matériaux de construction	56 (dont 18 peintures)	38	48 (dont 8 de peinture)
cendres		1	
eau	9		12
gaz de combat			
Bande (μm)	0,4-14/2-14	0,4-14	3,0-14
pas (μm)			
sols			
3-5 μm	0,002-0,005	0,5	0,08 μm pour la plupart des matériaux 0,04 μm l'écorce d'arbre, certains sols sablonneux
8-12 μm	0,01-0,03	0,5/1	
mat. de construction			
8-12 μm	0,02	0,02	
	0,1	0,1	
végétaux			
3-5 μm	0,002-0,005	0,5	
8-12 μm	0,01-0,03	0,5/1	
roches			
minéraux			
3-5 μm			
8-12 μm			

Fig. 5.6 – Données spectrales à disposition pour l'étude des capacités de discrimination des spectres dans l'infrarouge.

5.2.2 Détermination des intervalles spectraux d'intérêt et de la résolution spectrale nécessaire aux applications de sécurité défense

5.2.2.1 Dans le cadre du décamouflage

Plaçons nous dans le cadre de la détection d'un véhicule camouflé dans le désert. Les deux figures 5.7a et 5.7b permettent une comparaison de spectres de peintures claires à ceux de différents échantillons de sable pour des longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge lointain soit pour des longueurs d'onde comprises entre 0,4 à 14 μm .

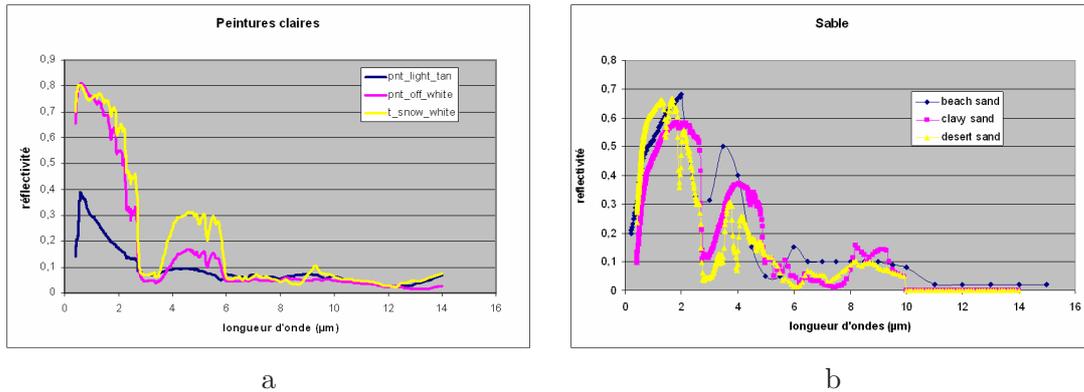


Fig. 5.7 – Réflectivité de peintures claires (figure a) et de différents échantillons de sable (figure b). Données de la base utilisée par TOSA.

On remarque que du visible au proche infrarouge, c'est le phénomène de réflexion de l'éclairage ambiant sur ce type de peinture qui prédomine avec des valeurs de réflectivité atteignant 0,9.

Sur l'intervalle 3-5 μm , l'émission est équivalente à la réflexion. On relève, en effet, des valeurs de réflectivité autour de 0,4 à 0,5; le rayonnement émis présente des contributions quasiment semblables pour l'émission thermique propre du matériau et la réflexion/diffusion de l'éclairage ambiant de la scène. D'autre part, les spectres présentent des variations importantes susceptibles de caractériser les signatures spectrales des objets de la scène observée rendant ainsi leur détection possible.

En revanche, entre 8 et 14 μm , l'émission propre des matériaux est prépondérante. En effet, leur réflectivité (illustrée par les figures 5.7 a et b) est inférieure à 0,1. L'émissivité est élevée et varie peu d'où l'intérêt du camouflage de chercher à avoir des objets qui présentent la même température que le fond de la scène.

Il existe pour cela des peintures de camouflage spécifiques pour l'infrarouge dont l'émissivité est beaucoup plus faible que pour les peintures classiques et qui sont destinées à camoufler des véhicules et des équipements. C'est la rugosité de ces peintures, caractéristique et due au solvant utilisé, que l'on observe dans l'infrarouge et qui leur confère un spectre typique. Ces peintures sont des matériaux complexes constitués de différentes couches superposées. Les couches sous-jacentes contiennent des particules métalliques et sont agencées de sortes à constituer une structure multicouche basse émissivité (peu absorbante dans l'infrarouge) et à réfléchir le rayonnement thermique environnant. On évite ainsi l'accumulation d'énergie responsable d'une augmentation de température de l'objet et donc de l'émission thermique supplémentaire par rapport au fond. Les couches supérieures correspondantes aux couches de pigments sont, quant à elles, utilisées pour le camouflage dans le visible (par réflexion du rayonnement visible) de l'objet dans l'arrière plan naturel. Ces couches sont agencées de manière à être transparentes dans l'infrarouge, elles utilisent un liant ayant une bonne transparence dans les fenêtres atmosphériques 3-5 μm et 8-12 μm . La figure 5.8 illustre un spectre de réflectivité d'une peinture à faible émissivité typiquement utilisée pour le leurrage.

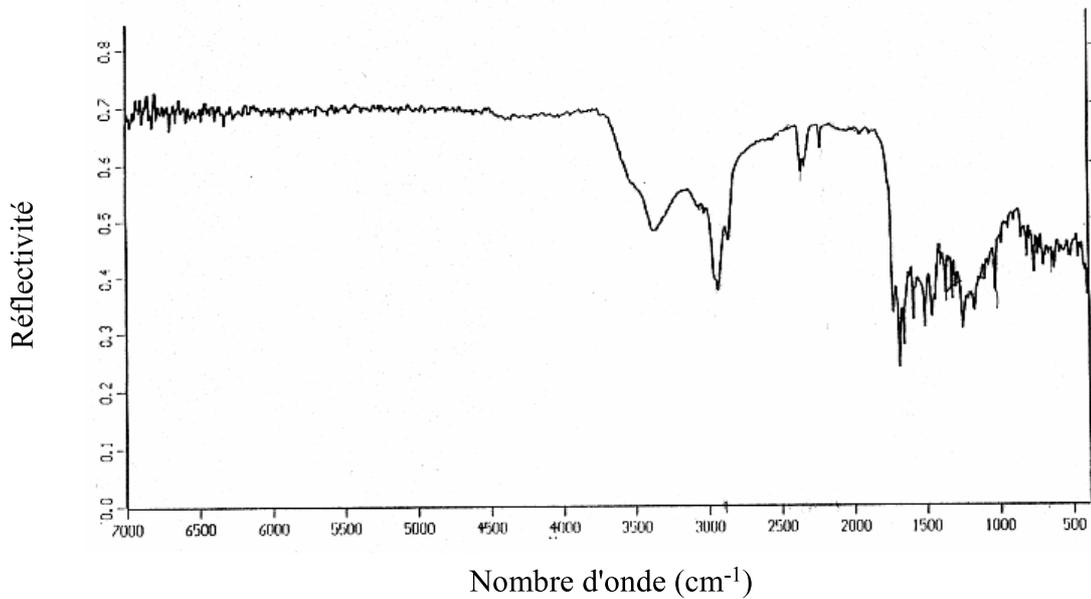


Fig. 5.8 – Réflectivité type pour une peinture à faible émissivité infrarouge.

En comparant ce spectre typique de peinture à faible émissivité à des spectres de peintures classiques d'émissivité moyenne de la base ASTER ou de celle utilisée par TOSA (figures 5.7), on remarque que les peintures classiques présentent des valeurs d'émissivité atteignant 0,5 entre 3 et 5 μm et 0,85 entre 8 et 12 μm . Les peintures à faible émissivité atteignent, quant à elles, une émissivité de l'ordre de 0,3 entre 3 et 5 μm et de 0,5 entre 8 et 12 μm .

Néanmoins, ces peintures à faibles émissivité sont détectables entre 8 et 12 μm par détection multispectrale. Elles présentent en effet, sur les bandes 8,5-9 μm (1110-1180 cm^{-1}) et 9-10 μm (1000-1110 cm^{-1}), des transitions correspondantes à l'évolution de la transparence des solvants utilisés. Ces transitions s'étalent sur 0,5 μm entre 8,5 et 9 μm soit une résolution spectrale de 80 cm^{-1} pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (1250 cm^{-1}) et sur 1 μm entre 9 et 10 μm (soit 160 cm^{-1} pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$). Notons la transition entre 3,4 et 3,7 μm ou entre 2700 et 2940 cm^{-1} (soit sur une bande de transmission de largeur 0,3 μm soit 300 cm^{-1}) superposable à une variation du spectre de la peinture pour les mêmes longueurs d'onde.

Ainsi ce type de peinture permet de limiter la charge thermique afin d'éviter un rayonnement supplémentaire d'un véhicule dans l'infrarouge tout en assurant son camouflage dans le domaine visible. L'objet recouvert de ce type de peinture réfléchit le flux environnant et présente donc un spectre d'émission identique à celui du fond. Ceci est surtout le cas entre 8 et 12 μm où typiquement le flux en provenance de la scène est important mais avec peu de variations spectrales.

Enfin, l'intérêt du décamouflage spectral dans l'infrarouge existe surtout sur l'intervalle entre 3 et 5 μm où les variations d'émissivité de la scène rendent le camouflage plus complexe à mettre en oeuvre.

5.2.2.2 Dans le cadre du déleurrage

Dans l'infrarouge et surtout entre 8 et 12 μm où nous avons vu que l'effet thermique est prépondérant, la rugosité de la surface devient un paramètre important. La figure 5.9 illustre

l'effet de la rugosité d'une surface sur son émissivité en comparant les spectres d'une peinture verte déposée sur des surfaces de rugosités différentes.

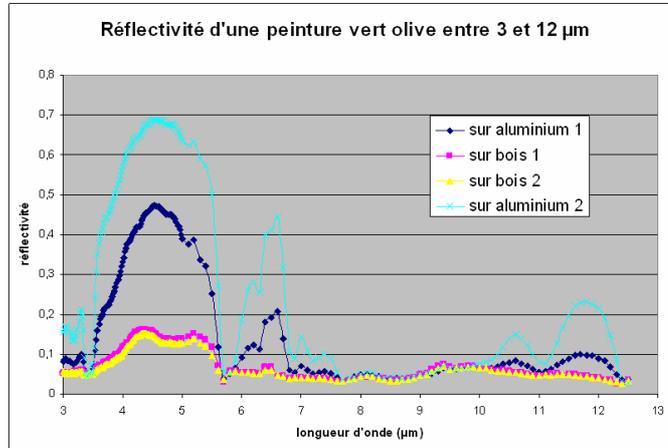


Fig. 5.9 – Réflectivité dans l'infrarouge d'une peinture vert olive sur deux types de surfaces : le bois et l'aluminium. Données de la base utilisée par TOSA.

A peinture identique, la réflectivité est de l'ordre de 0,5 à 0,7 sur un support en aluminium et de l'ordre de 0,2 sur un support en bois entre 3 et 5 μm . Elle devient très faible entre 8 et 12 μm avec une valeur inférieure à 0,1 pour un support en bois (donc une émissivité élevée de l'ordre de 0,9 à 0,95) et avec une valeur de l'ordre de 0,2 pour un support en aluminium (soit un émissivité de l'ordre de 0,8).

On constate clairement (figure 5.9) que la rugosité de la surface contribue à augmenter l'émissivité de la surface entre 3 et 5 μm .

5.2.2.3 Dans le cadre de l'analyse BDA (Battle Damage Assessment)

Les campagnes de mesure de spectres de feux d'hydrocarbures simulés ont permis de constituer des bibliothèques spectrales caractéristiques de différents feux dans le cadre de l'analyse BDA. La figure 5.10 présente un résultat de mesure sous forme d'une comparaison d'un spectre de luminance spectrale apparente d'un feu d'hydrocarbure vue en pupille de l'instrument avec le spectre du rayonnement d'un corps noir à la même température (1100°C). Le spectre de luminance n'est pas corrigé de l'absorption atmosphérique; les données météorologiques sont relevées lors des mesures afin de permettre leur correction a posteriori.

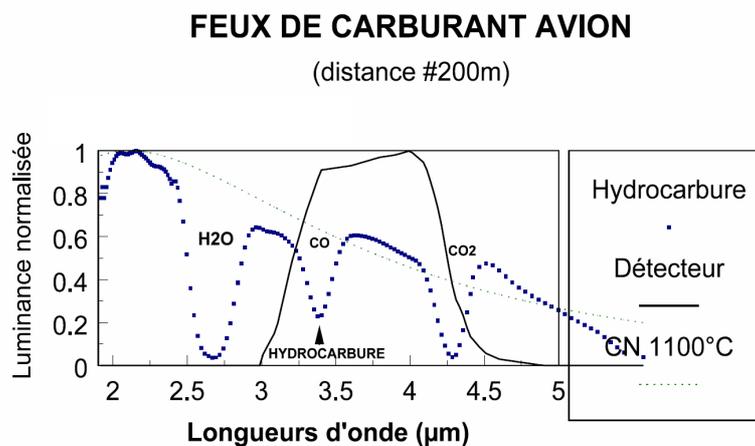


Fig. 5.10 – Spectre de luminance normalisé d'un feu hydrocarbure mesuré à une distance de 200 m comparé à celui d'un corps noir à la température de 1100°C . Essais terrains, J.P. Spingard et al, THALES Optronique SA.

On relève les raies d'absorption caractéristiques de l'eau et du dioxyde de carbone respectivement autour de $2,7 \mu\text{m}$ et $4,3 \mu\text{m}$). La raie d'absorption caractéristique de la liaison C-H composant la structure moléculaire des hydrocarbures se situe autour de $3,4 \mu\text{m}$ et est environ de largeur $0,3 \mu\text{m}$ soit une résolution spectrale de 300 cm^{-1} pour $\lambda = 3 \mu\text{m}$.

5.2.2.4 Dans le cadre de la détection de gaz

Dans le cadre de la détection des gaz, qui présentent typiquement une différence de température 2 à 5K avec le fond de la scène, la figure 5.11 illustre des exemples de spectre d'absorption du gaz sarin.

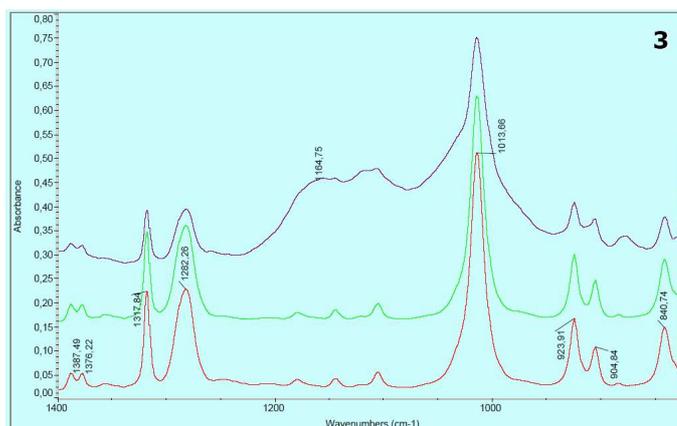


Fig. 5.11 – Spectre d’absorption du gaz sarin sur l’intervalle 7-12 μm (en rouge), du gaz sarin extrait de l’eau (en vert), du gaz sarin extrait du sable (en violet). Source : ”Determination of low concentrations of sarin in objects of the environment by the method of IR Fourier spectroscopy”. E.A. Fokin et Al, State Research Institute of Organic Chemistry and Technology.

Pour cette mesure, la raie d’absorption la plus fine est de largeur 5 cm^{-1} autour de 1376 cm^{-1} (soit à $7,3\ \mu\text{m}$ environ) et la plus large de 25 cm^{-1} autour de 1013 cm^{-1} (soit $9,9\ \mu\text{m}$).

5.2.2.5 Dans le cadre de la détection de réseaux enterrés et de la détection de mines

La réflectance des sols dépend de la rugosité de la surface mesurée. Les sols sont constitués, en portions variables, d’eau, de particules de minéraux argileux, de quartz, d’oxydes de fer, de matières organiques, de carbonates, de silicates etc. La détection de la terre retournée d’une zone au sol peut être mise en évidence par des variations des spectres acquis par rapport aux spectres du même sols acquis quelques jours auparavant. Ces variations sont alors caractéristiques des remontées de minéraux présents normalement en plus grandes quantités dans les couches plus profondes du sol.

La figure 5.12 présentent des spectres de réflectivité de deux silicates du sol terrestre.

Conclusions

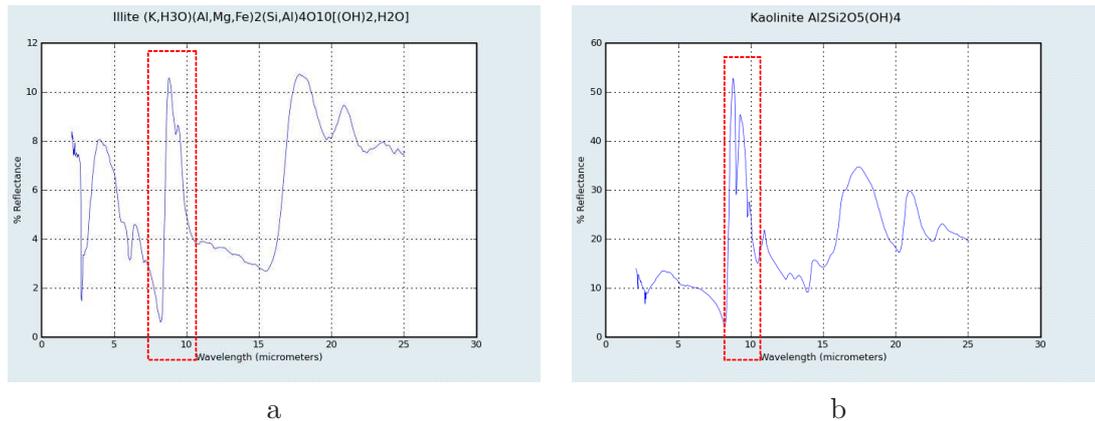


Fig. 5.12 – Spectres de réflectivité de silicates composants les sols. a) Illite b) Kaolinite. Base de données ASTER (NASA).

Les silicates (figure 5.12 a et b) présentent tout particulièrement une raie autour de $9 \mu m$ de largeur $1 \mu m$ (soit une largeur égale à $120 cm^{-1}$ à $9 \mu m$). On relève, d'autre part, des bandes d'absorption plus larges entre 3 et 4 μm et entre 10 et 15 μm et de largeur 2 μm soit $250 cm^{-1}$.

Ces caractéristiques spectrales sont retrouvées dans les spectres de sols illustrés dans la figure 5.13.

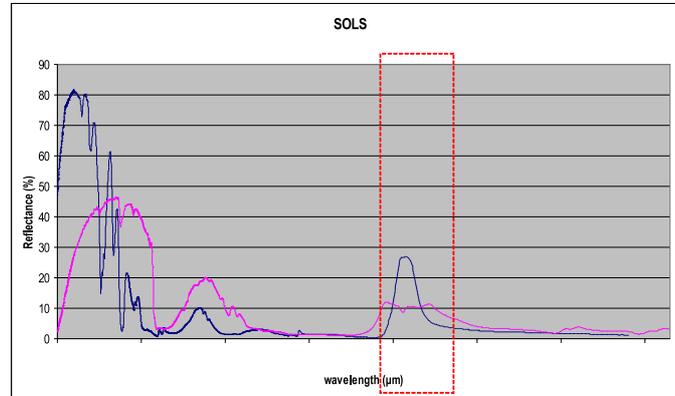


Fig. 5.13 – Spectres de sols. Base de données ASTER (NASA).

5.3 Conclusions

On se place dans le contexte où l'objet est parfaitement camouflé dans le visible. On veut le détecter dans l'infrarouge par imagerie multispectrale (et non par un détecteur thermique).

Les différents scénarii de détection et les caractéristiques spectrales des objets recherchés nous ont permis d'identifier une résolution spectrale minimale nécessaire à la discrimination des spectres dans chaque cas. Le tableau 5.1 récapitule ces données.

Objet à détecter	nombre d'onde (cm^{-1})	Résolution spectrale (cm^{-1})
peintures de faible émissivité	1111-1176	80
	1000-1111	160
	2702-2941	300
Hydrocarbures	2941	300
Gaz sarin	1013-1376	5 à 25
Silicates	1111	120
	2500-3333	250
	833-1000	250

Tab. 5.1 – Synthèse des résolutions spectrales recherchées.

L'analyse de ces résultats nous permet d'estimer une résolution spectrale suffisante à la détection de la plupart des objets ou phénomènes recherchés. Cette valeur est de 25 cm^{-1} que nous attribuerons aux performances auxquelles notre détecteur devra répondre.

De plus, nous avons pu mettre en évidence que les signatures multispectrales sont en général plus marquées entre 3 et $5\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons par ailleurs démontré que ce domaine présente un réel avantage en terme de gain en rapport signal sur bruit pour une mesure de spectro-imagerie par transformée de Fourier. Nous choisissons alors de concevoir notre spectro-imageur sur cet intervalle spectral.

Chapitre 6

Conception de l'interféromètre imageur infrarouge

Dans la première partie de la thèse, nous avons étudié les conditions d'existence du gain en rapport signal sur bruit de la spectro-imagerie par TF par rapport aux méthodes classiques utilisant un élément dispersif pour la mesure directe du spectre en fonction de l'intervalle spectral d'intérêt et des conditions de bruit lors de la mesure. Nous souhaitons, à présent, réaliser un démonstrateur destiné, à terme, à la validation des figures de mérites établies. Nous exposerons pour cela dans ce chapitre, l'architecture que nous avons retenu et son fonctionnement. Puis, les contraintes instrumentales déduites nous permettront de dimensionner le spectro-imageur à réaliser.

6.1 Contraintes sur la conception instrumentale

6.1.1 Spectro-imagerie par TF avec un interféromètre de Michelson à dièdres

Les derniers travaux de recherche de notre équipe et de l'ONERA, comparant les interféromètres de Sagnac, cyclique à quatre miroirs et de Michelson à dièdres, ont montré que ce dernier est le dispositif qui minimise, sans vignettage, le volume de l'interféromètre pour une même étendue géométrique des faisceaux [9]. C'est donc cette architecture que nous retenons pour constituer le cœur du spectro-imageur expérimental que nous nommons DéSIIR (Démonstrateur de Spectro-Imagerie Infra Rouge).

6.1.1.1 Rappel sur le fonctionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres

Nous avons présenté dans le chapitre 1, le schéma interférométrique basé sur un interféromètre de Michelson à dièdres statique. Les figures 6.1a et b rappellent le dispositif et le mode de fonctionnement pour l'obtention d'une différence de marche qui varie spatialement avec l'angle de champ d'observation dans le plan de la figure.

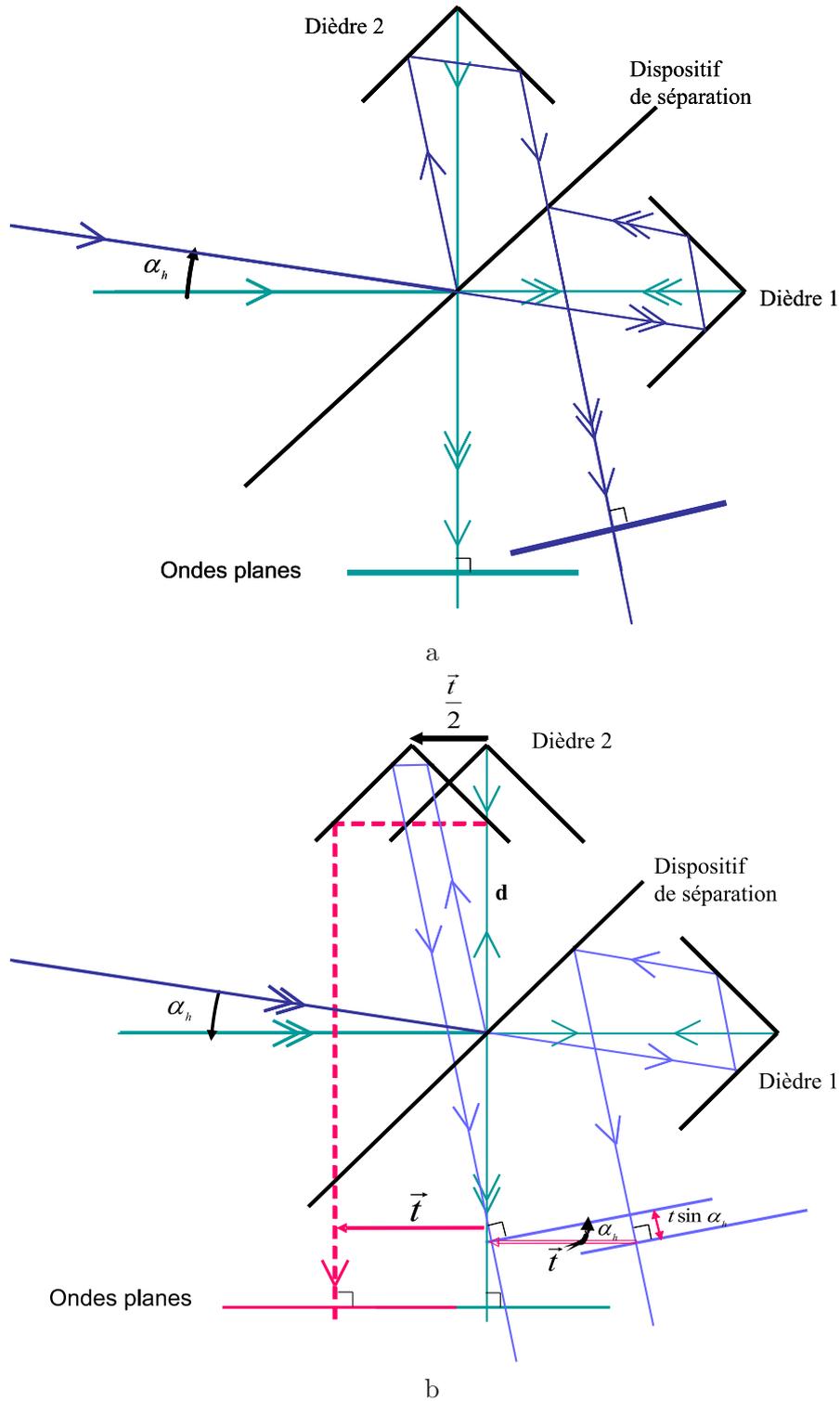


Fig. 6.1 – Vue dans le plan méridien de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits. a) Les dièdres ne sont pas traduits l'un par rapport à l'autre. La différence de marche entre les deux voies est nulle en tout point du champ. b) Les dièdres sont traduits latéralement de $\frac{\vec{t}}{2}$. La différence de marche dépend de la translation latérale introduite entre les dièdres et varie spatialement avec l'angle de champ dans le plan de la figure.

On suppose que les arêtes de dièdres sont parallèles entre elles et avec le dispositif de séparation. Lorsque le premier dièdre est l'image du second par la lame séparatrice, les deux ondes planes dédoublées réalisent le même parcours dans les deux voies de l'interféromètre ; elles se superposent en sortie et ne sont pas déphasées. La différence de marche entre les deux voies est nulle en tout point du champ. Dans cette configuration, nous prendrons comme axe optique le rayon passant par les arêtes des dièdres dans le plan médian (6.1a). Lorsque les dièdres sont translatés de $\frac{\vec{t}}{2}$, les ondes planes (perpendiculaires aux rayons tracés) dédoublées suivant des chemins différents dans les deux voies de l'interféromètre sont décalées de \vec{t} en sortie (figure 6.1b) et donnent naissance, lors de leur superposition, à des franges d'interférences localisées à l'infini. La différence de marche δ entre les faisceaux des deux voies dépend de la translation latérale fixe entre les dièdres et de l'angle de champ total α_h (dans le plan de la figure) du faisceau incident tel que :

$$\delta = t \sin(\alpha_h) \quad (6.1)$$

Les franges sont donc localisées à l'infini et ne dépendent (au premier ordre [9]) que de l'angle de champ dans le plan de la figure. Ce sont donc des franges rectilignes et quasi équidistantes pour des angles de champs faibles ($|\alpha_h| \ll 5^\circ$).

6.1.1.2 Lien entre résolution spectrale et résolution spatiale

L'interféromètre devient imageur lorsque la scène et le plan de localisation des franges sont conjugués du détecteur. Dans ce cas, chaque point du détecteur correspond à une différence de marche fixe.

Le balayage de la scène permet à chaque point de la scène étudiée d'être vu avec une différence de marche variable à chaque instant. Ainsi lorsqu'un point de la scène parcourt tout le champ de la caméra, il est possible d'acquérir son interférogramme et de récupérer son spectre par transformée de Fourier. Le schéma 6.2 illustre l'échantillonnage de l'interférogramme mesuré et le passage à l'échantillonnage en nombre d'onde du spectre après la transformée de Fourier discrète (TFD).

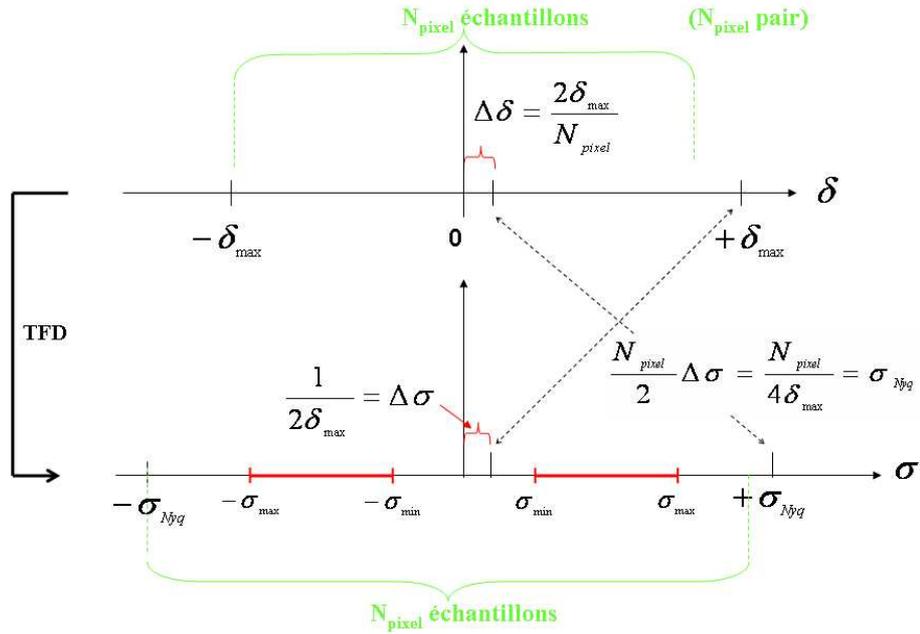


Fig. 6.2 – Échantillonnage de l'interférogramme et du spectre pour un interférogramme non nécessairement symétrique enregistré entre $-\delta_{max}$ et $+\delta_{max}$.

Considérons un détecteur composé de N_{pixel} pixels donnés dans la direction perpendiculaire au franges. Pour un interférogramme non nécessairement symétrique de N_{pixel} échantillons sur l'intervalle $[-\delta_{max}; +\delta_{max}]$. L'excursion maximale de différence de marche δ_{max} est imposée par le pas d'échantillonnage spectral $\Delta\sigma$ souhaité telle que :

$$\delta_{max} = \frac{1}{2\Delta\sigma} \quad (6.2)$$

Le nombre N_f de franges d'interférence obtenues sur le détecteur à la plus courte longueur d'onde λ_{min} du signal détecté est :

$$N_f = \frac{2\delta_{max}}{\lambda_{min}} \quad (6.3)$$

Or pour un échantillonnage correct des franges d'interférence sur le détecteur, le théorème d'échantillonnage de Shannon impose que le nombre de pixels du détecteur soit strictement supérieur au double du nombre de franges tel que :

$$N_{pixel} > 2N_f = 2 \frac{2\delta_{max}}{\lambda_{min}} = \frac{2\sigma_{max}}{\Delta\sigma} \quad (6.4)$$

où $\sigma_{max} = \frac{1}{\lambda_{min}}$ est le plus grand nombre d'onde présent dans le spectre. Le plus grand nombre d'onde d'échantillonnage σ_{Nyq} ('fréquence' spatiale de Nyquist du détecteur) fixe l'échantillonnage tel que :

$$\sigma_{max} < \sigma_{Nyq} = \frac{N_{pixel}}{4\delta_{max}} = \frac{N_{pixel}}{2} \Delta\sigma \quad (6.5)$$

Supposons maintenant un interférogramme symétrique. Le même nombre de mesures peut être réalisé sur $[0; +2\delta_{max}]$ par simple translation de la frange centrale (figure 6.3) sur le détecteur.

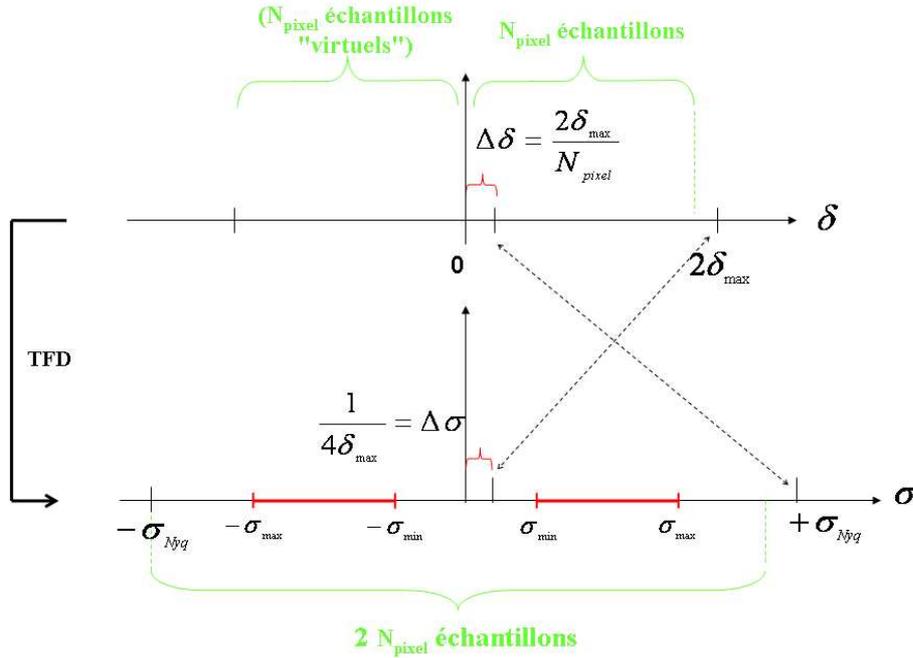


Fig. 6.3 – Échantillonnage de l’interférogramme et du spectre pour un interférogramme symétrique enregistré entre 0 et $2 \delta_{max}$.

Le spectre est alors échantillonné sur $[-\sigma_{Nyq}; +\sigma_{Nyq}]$ avec un nombre de points égal à $2 \times N_{pixel}$ et avec un pas égal à :

$$\Delta\sigma > \frac{1}{4\delta_{max}} \quad (6.6)$$

La résolution spectrale du spectro-imageur est alors deux fois meilleure pour le même nombre de pixels ou inversement deux fois moins de pixels sont donc nécessaires sur le détecteur pour avoir la même résolution que dans le cas d’un interférogramme non symétrique. Toutefois, cette résolution suppose une symétrie parfaite de l’interférogramme entre $-\delta_{max}$ et $+\delta_{max}$ et un positionnement de la frange centrale exactement sur le premier pixel du détecteur ; ce qui est expérimentalement très délicat à imposer. Cette configuration où l’interférogramme est symétrique ne sera donc pas utilisée dans la pratique au cours de nos travaux.

6.1.2 Bloc de détection infrarouge refroidi

Une caméra est composé d’un bloc de détection et d’un objectif. Étudions, dans cette section, les contraintes instrumentales liées au bloc détection utilisé pour une détection dans l’infrarouge entre 3 et 5 μm .

6.1.2.1 Dewar et diaphragme froid

Nécessité de refroidir le détecteur infrarouge La détection infrarouge haut de gamme entre 3 et 5 μm est basée sur des détecteurs quantiques (sensibles aux photons) matriciels refroidis. Ceux-ci sont actuellement le plus souvent des matrices composés d’InSb (Antimoine de l’Indium), de GaAs (Arséniure de Gallium) ou encore de HgCdTe (Mercure Cadmium Tellure) ; cette dernière technologie est plus sensible et plus rapide. De manière générale, ces

alliages, déterminant la plage de sensibilité spectrale, imposent au détecteur d'être refroidi entre -200°C et -80°C selon la gamme de longueurs d'onde de réponse pour réduire leur bruit propre mais aussi pour réduire l'influence du fond ambiant dans le cadre des signaux de faible intensité. Ce refroidissement est le plus souvent réalisé à l'aide d'une machine à froid basé sur le cycle Stirling. Le détecteur est placé dans une enceinte froide sous vide dans laquelle se trouve un diaphragme froid.

Nécessité d'un diaphragme froid L'entrée du dewar d'une caméra infrarouge est matérialisée par un hublot non refroidi mais composé d'un matériau transparent dans l'intervalle spectral d'intérêt et qui n'émet donc pas dans cette gamme (selon la loi de Kirchoff [1]). L'angle de vue du fond ambiant est, quant à lui, limité par un diaphragme refroidi. Les rayons dans le champ et provenant de la scène étudiée à travers l'objectif doivent atteindre le détecteur sans être coupés par le diaphragme froid. Il existe deux situations possibles. Dans le premier cas (figure 6.4), aucun flux parasite émis par les montures de l'objectif passant par le diaphragme ne peut atteindre le détecteur.

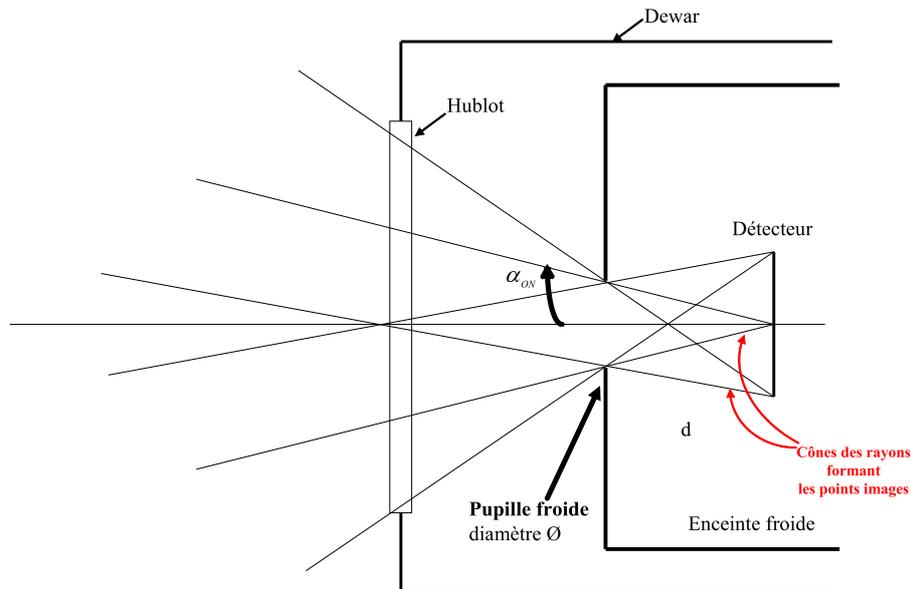


Fig. 6.4 – Pupille froide dans une caméra infrarouge : les cônes de rayons formant les points images s'appuient sur le diaphragme froid qui est donc la pupille du système.

Ce diaphragme froid, de diamètre Φ et positionné à une distance d du détecteur (figure 6.4), limite les faisceaux incidents, il joue alors le rôle de pupille (froide) du système. L'ouverture numérique du dewar est donnée par :

$$\sin \alpha_{ON} = \sin \left(\text{atan} \left(\frac{\Phi}{2d} \right) \right) \quad (6.7)$$

où α_{ON} est le demi angle d'ouverture (de révolution). Le nombre d'ouverture du dewar peut alors être défini par $ON_{dewar} = \frac{1}{2 \sin \alpha_{ON}} = \frac{d}{\Phi}$.

Dans le second cas, tous les rayons dans le champ atteignent le détecteur sans être coupés par le diaphragme froid mais celui-ci ne délimite pas l'angle de vue du fond ambiant (voir figure 6.5).

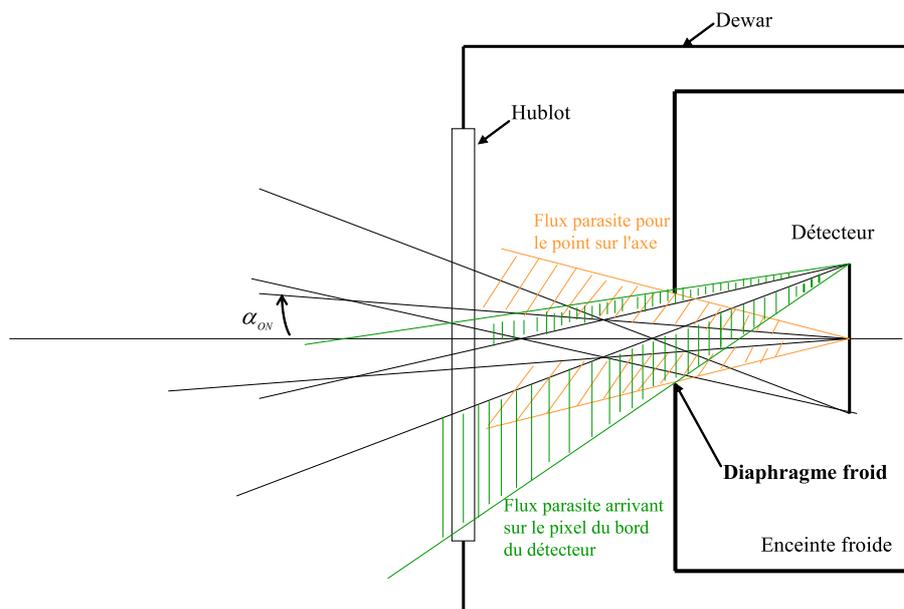


Fig. 6.5 – Diaphragme froid dans une caméra infrarouge.

Du flux parasite, provenant de l'émission des montures et pièces mécaniques chaudes rayonnant sur 2π stéradians, peut atteindre le détecteur et ainsi perturber la mesure.

Miroir de réduction de flux de structure pour travailler avec un objectif d'ouverture inférieure à celui du bloc détection Dans le cas présenté précédemment où le diaphragme froid ne limite pas complètement le flux parasite, ce dernier peut être limité à l'aide d'un miroir de réduction de flux de structure.

Ceci est réalisé en plaçant le diaphragme physique juste devant l'objectif et en complétant le "trou" par un miroir en métal poli de faible émissivité dans l'infrarouge laissant passer les faisceaux provenant de l'objectif placé devant et dont le rayon de courbure est tel que le détecteur ne voit, hors ouverture numérique utile, que la réflexion, sur lui même, des éléments froids à l'intérieur du dewar.

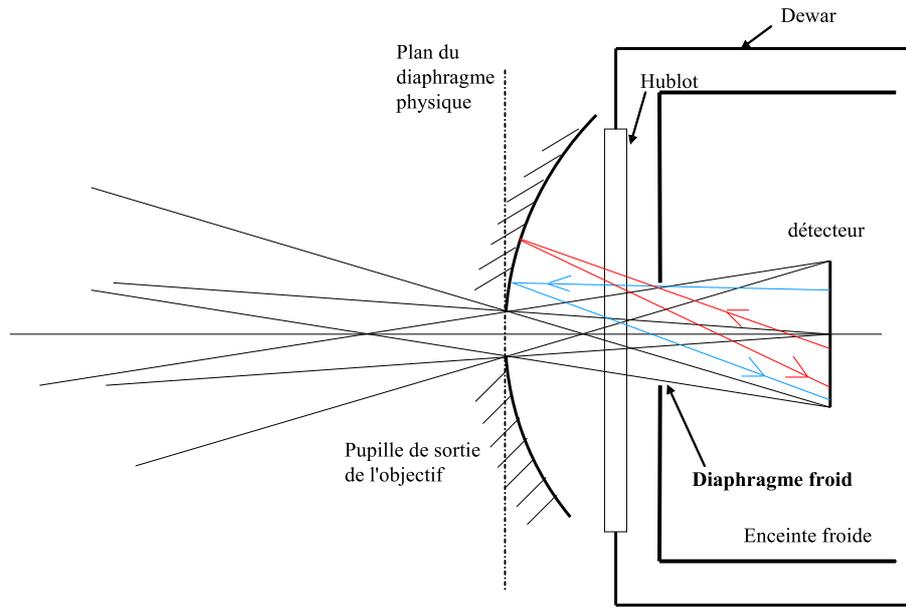


Fig. 6.6 – Position et fonctionnement du miroir de réduction de flux de structure.

Le plan dans lequel est placé ce miroir devient ainsi le plan du diaphragme physique de l'objectif à concevoir.

6.1.2.2 Détecteurs IR MWIR réels

Nous disposons, pour cette thèse, d'une caméra CEDIP composée d'un détecteur CEDIP JADE MW refroidi à 77K formé d'une matrice de 320×240 pixels au pas (pitch) de $30\mu\text{m}$ ($9,6 \times 7,2$ mm) et d'un dewar ouvert à $F/2$. Comme pour la très grande majorité des détecteurs performants entre 3 et $5\mu\text{m}$, le détecteur est issu de la technologie HgCdTe. Évaluons les contraintes instrumentales fixées par celui-ci. Définissons pour un détecteur de dimensions $L \times l$ pixels avec un pas égal à p , le demi angle α de champ à l'entrée de la caméra qui est alors donné par :

$$\alpha_h = \arctan\left(\frac{L \times p}{2F}\right) \text{ dans la direction horizontale} \quad (6.8)$$

$$\alpha_v = \arctan\left(\frac{l \times p}{2F}\right) \text{ dans la direction verticale} \quad (6.9)$$

$$\alpha_d = \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2 + L^2} \times p}{2F}\right) \text{ dans la direction diagonale} \quad (6.10)$$

La figure 6.7 illustre une vue de coté de l'intérieur de la caméra sans objectif.

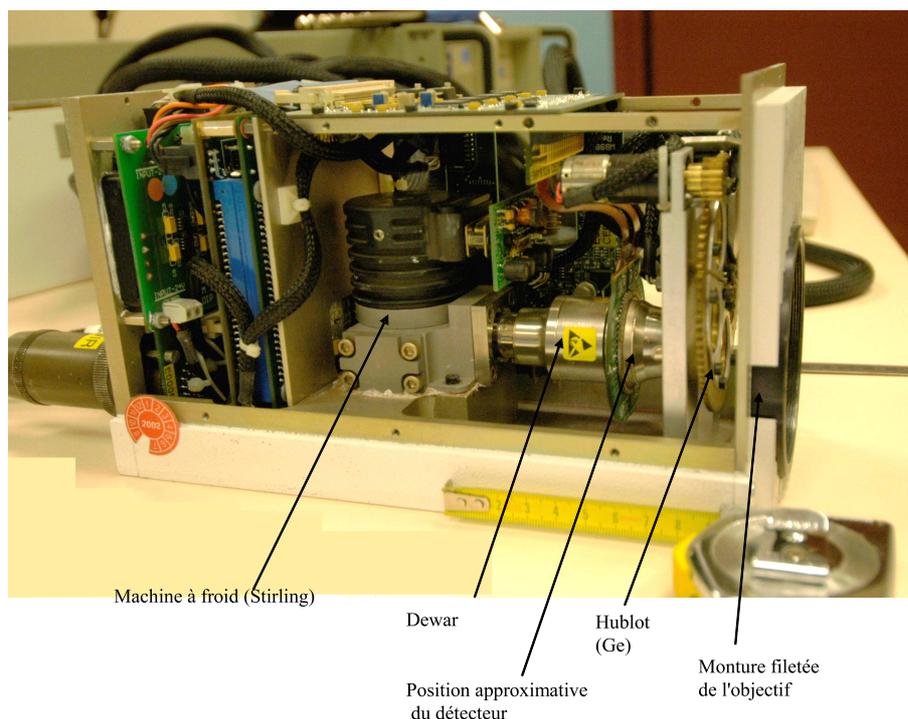


Fig. 6.7 – Vue de côté de l'intérieur du bloc détection d'une caméra CEDIP JADE MW.

La machine à froid est à cycle Stirling ; la température de fonctionnement du détecteur est de 77K. Le détecteur est contenu dans l'enceinte sous vide de type dewar maintenu à cette température. A l'arrière (à gauche dans la figure 6.7), on distingue la connectique pour le pilotage de la caméra. A l'avant, la monture filetée rend l'objectif amovible et interchangeable.

La réponse spectrale de ce détecteur a été mesurée. La plage de longueurs d'onde de réponse est comprise entre $3,2 \mu\text{m}$ (λ_{min}) et $4,9 \mu\text{m}$ (λ_{max}) environ et est illustrée dans la figure 6.8.

Réponse spectrale du détecteur CEDIP JADE MW

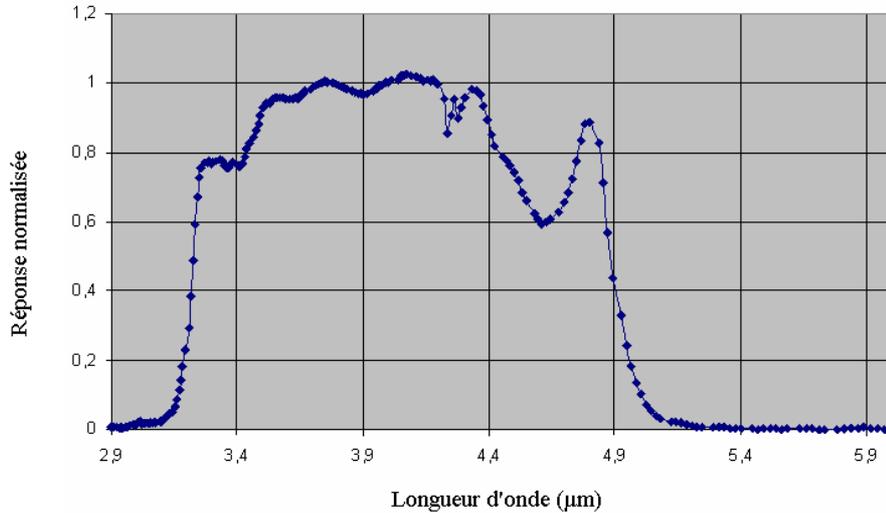


Fig. 6.8 – Réponse spectrale du détecteur CEDIP JADE MW mesurée à l'aide d'un interféromètre FT-IR Brucker.

Son seuil de bruit est caractérisé par une NETD¹ (Noise Equivalent Temperature Difference) inférieure à 20 mK en moyenne pour une scène à 30°C selon les données constructeur. Le signal est numérisé sur 14 bits soit 16384 niveaux numériques (Digital Level ou DL). Le détecteur est piloté à l'aide d'un logiciel dénommé "Cirrus". La fréquence trame et le temps d'intégration peuvent être ajustés.

Le dimensionnement de l'interféromètre est contraint par la résolution maximale que peut fournir le détecteur. Celle-ci (équation 6.4) est égale à :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{3,2 \mu m} \times \frac{2}{320} \simeq 20 \text{ cm}^{-1} \quad (6.11)$$

Les performances du détecteur CEDIP JADE correspondent à celles des détecteurs de génération vieille d'une dizaine d'années. Comparons ces performances à celle des détecteurs refroidis actuels fabriqués par la société SOFRADIR entre 3 et 5 µm tel que le détecteur Scorpio MW de taille 640 × 512 pixels au pas de 15 µm illustré dans la figure 6.9.

¹supposée à l'ouverture du dewar soit F/2.

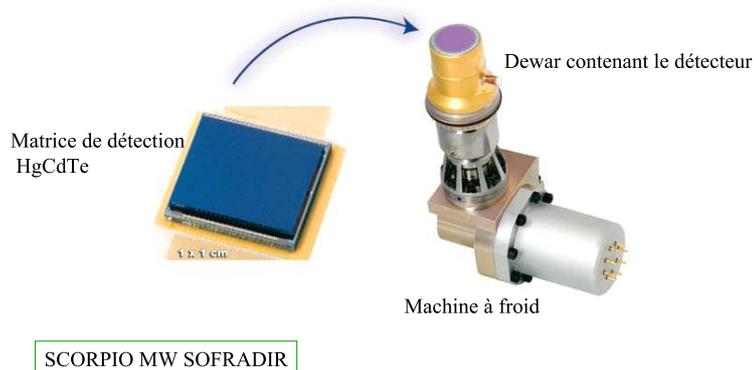


Fig. 6.9 – SCORPIO MW de SOFRADIR : détecteur infrarouge de 640×512 pixels au pas de $15 \mu\text{m}$ et sensible entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,8 \mu\text{m}$.

Sensible entre $3,7 \mu\text{m}$ et $4,8 \mu\text{m}$, le constructeur annonce une température de fonctionnement typique de ce détecteur est de 90K avec une NETD^2 en moyenne inférieure à 18mK pour une scène à 20°C . Avec un nombre de pixels deux fois supérieur au détecteur CEDIP JADE, la résolution spectrale qu'il permettrait d'obtenir pour notre spectro-imageur (équation 6.4) aurait été égale à :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{3,7 \mu\text{m}} \times \frac{2}{640} \simeq 8 \text{ cm}^{-1} \quad (6.12)$$

Le coût de telles technologies étant très élevé (une centaine de milliers d'euros), nous n'avons pas envisagé un tel investissement en remplaçant la caméra JADE à notre disposition pour la réalisation de notre spectro-imageur expérimental.

6.1.3 Conclusion

Pour nos travaux, nous utiliserons donc le bloc de détection CEDIP JADE MW dont le dewar est ouvert à $F/2$. Le détecteur de 320×240 pixels au pas de $30 \mu\text{m}$ fixe le nombre maximum de franges d'interférence soit 160 franges à $3 \mu\text{m}$ et surtout la résolution spectrale maximale à 20 cm^{-1} pour un interférogramme non nécessairement symétrique. Or du point de vue pratique, le pas des franges pour la longueur d'onde minimale λ_{min} sera toujours gardé nettement inférieur à la fréquence de Nyquist (équation 6.5) et nous considérerons la frange zéro au centre du champ de la caméra. Par conséquent nous retiendrons une résolution accessible et suffisante pour nos applications (voir chapitre 5) d'environ 25 cm^{-1} lors de la mise en œuvre pratique.

6.2 Dimensionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres

A partir des contraintes instrumentales, imposées par le bloc de CEDIP JADE MW dont le dewar est à diaphragme froid ouvert à $F/2$ et le détecteur de 320×240 pixels, mises en exergue dans la section 6.1, nous finalisons, dans cette section, les choix de conception puis dimensionnons l'interféromètre de Michelson à dièdres droits constitutif du spectro-imageur à réaliser en justifiant chaque étape.

²supposée à l'ouverture du dewar soit $F/2$.

6.2.1 Problématique

Nous devons maintenant concevoir l'interféromètre de manière à optimiser les dimensions des différentes optiques qui le composent sans introduire de vignettage. Le dispositif de séparation étant à la fois une surface d'entrée et de sortie de l'interféromètre, il impose le volume de l'interféromètre. Les contraintes de disponibilités et de coûts des composants dans l'infrarouge imposent aux lames séparatrice et compensatrice du dispositif de séparation et aux dièdres de ne pas dépasser un diamètre égal à 76,2 mm (3 pouces) pour les premières et une hypothénuse égale à 50,8 mm (2 pouces) pour les seconds.

Le diamètre et la position de la pupille d'entrée de l'objectif de la caméra sont critiques puisque ils influencent fortement la taille de l'interféromètre. Une grande taille de la pupille améliore la sensibilité mais impose de grandes dimensions pour les lames et les dièdres. Du fait de leur encombrement alors plus important, ces éléments devront aussi s'écarter les uns des autres et de l'objectif pour ne pas couper les rayons dans le champ de la caméra.

Pour mieux appréhender ces phénomènes lors du dimensionnement de l'interféromètre, nous introduisons la notion de schéma "déplié" : dans un tel schéma de l'interféromètre, les réflexions des rayons ne sont pas géométriquement représentées. On se place dans l'espace de la pupille d'entrée et l'on représente les images des différents objets (lames séparatrice et compensatrice, miroirs des dièdres) rencontrés le long d'un rayon toujours rectiligne. De surcroît, nous représentons uniquement l'enveloppe des faisceaux dans le champ horizontal (plan de la feuille) définie par le diamètre D et la position de la pupille d'entrée et par le demi angle de champ horizontal α_h . Nous nous plaçons dans la configuration où une translation latérale par rapport à l'axe optique est appliquée sur un des dièdres. Les éléments optiques rencontrés dans l'interféromètre sont représentés successivement, dans l'ordre de leur rencontre avec les rayons marginaux, à l'aide d'une symétrie ponctuelle par rapport à l'arête du dièdre.

La réfraction dans les lames n'est pas prise en compte à ce stade. En effet, en prévision d'un réglage préalable de l'interféromètre dans le visible, les lames sont en fluorure de calcium (CaF_2), transparent dans le visible. Ce matériau présentant un indice faible autour de 1,4 entre 3 et 5 μm , nous permet de négliger la réfraction dans les lames pour une première approximation du résultat final du dimensionnement de l'interféromètre.

6.2.2 Cas générale de la pupille d'entrés en aval

6.2.2.1 Schémas du principe

Prenons un interféromètre où le dispositif de séparation, supposé infiniment fin, est positionné à 45° sur l'axe optique. Considérons, tout d'abord, le cas où la pupille d'entrée de la caméra infrarouge est en aval de l'interféromètre (figure 6.10a).

Notons d' la distance minimale (ou garde) entre le plan tangent de la lentille frontale de l'objectif et le dispositif de séparation. Ce plan tangent constitue la limite de la zone libre pour les éléments optiques de l'interféromètre en amont de la pupille.

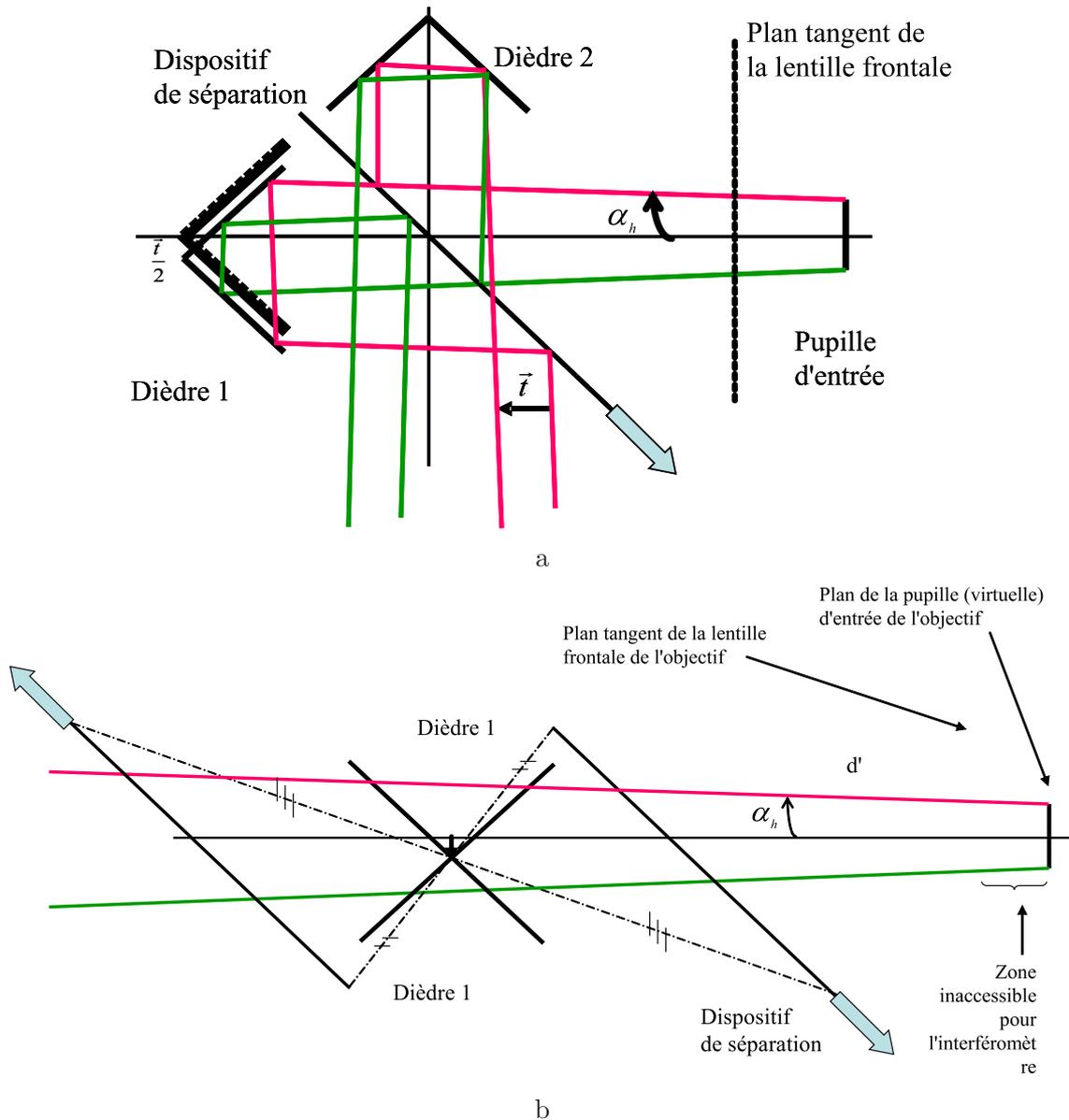


Fig. 6.10 – a) Schéma "replié"; cas où la pupille d'entrée est en aval de l'interféromètre et à l'intérieur de la caméra. b) Schéma déplié de la configuration précédente.

Le schéma déplié de la figure 6.10b est construit, de droite à gauche, en plaçant le premier élément rencontré par les rayons marginaux qui est le dispositif de séparation orienté sur l'axe optique. Vient ensuite le dièdre 1 dont l'arête est translatée latéralement d'un vecteur $\frac{\vec{t}}{2}$ par rapport à l'axe optique. Les tailles des éléments sont prévues pour ne vignetter aucun rayons. Enfin, les rayons rencontrent de nouveau le dispositif de séparation, orienté en sens inverse, avant de sortir de l'interféromètre. De manière identique, la construction du schéma déplié de l'interféromètre pour le dièdre 2 non translaté donne aussi les surfaces utiles des éléments optiques évitant tout vignettage.

6.2.2.2 Objectif standard à pupille d'entrée virtuelle CEDIP 25 mm F/2

Nous disposons d'un objectif de focale 25 mm ouvert à F/2 pour la caméra CEDIP JADE. Sa pupille d'entrée a un diamètre égal à :

$$2R = \frac{F}{N} = \frac{25 \text{ mm}}{2} = 12,5 \text{ mm}$$

La position de la pupille d'entrée, non spécifiée par le constructeur, a été mesurée très approximativement par la méthode décrite par la figure 6.11.

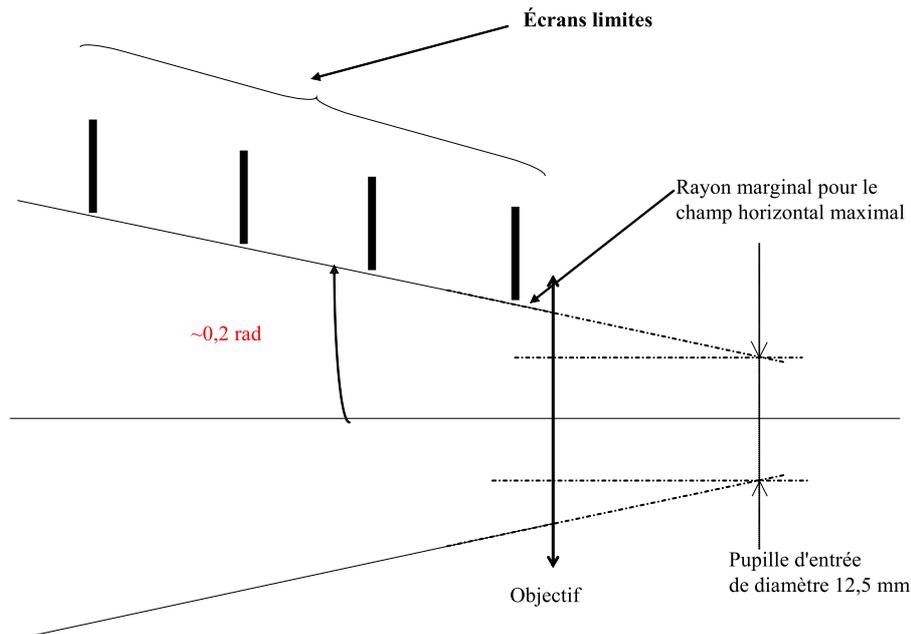


Fig. 6.11 – Schéma du dispositif expérimental pour déterminer la position inconnue de la pupille d'entrée de la caméra CEDIP JADE MW de focale 25 mm ouverte à F/2.

Des écrans sont placés à différentes positions, sur un coté du champ, en amont de l'objectif. Les positions "limites" ne provoquant pas de vignettage sur le détecteur sont projetées sur une feuille blanche dans le plan horizontal. L'opération est reproduite pour l'autre coté du champ pour vérification. Les deux droites passant par les différents points relevés de chaque coté de l'axe de la caméra sont prolongées jusqu'à l'obtention d'une pupille de diamètre 12,5 mm. La position de cette pupille est alors déterminée à environ 40 mm en arrière de la lentille frontale de l'objectif. L'angle de champ horizontal est expérimentalement de l'ordre de $0,20 \text{ rad} \pm 0,03 \text{ rad}$.

Le demi angle de champ horizontal théorique (équation 6.8) pour le détecteur de 320 pixels au pas de $30 \mu\text{m}$ est égal à :

$$\alpha_h = \arctan \left(\frac{320 \times 30 \mu\text{m}}{2 \times 25\text{mm}} \right) = 0,190 \text{ rad ou } 10,9^\circ \quad (6.13)$$

La valeur déterminée expérimentalement est en assez bon accord avec la valeur théorique de l'angle α_h .

Dimensionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres

Le schéma 6.12 illustre le fonctionnement détaillé de l'objectif de focale 25 mm ouvert à F/2 employé avec le dewar du bloc de détection de la caméra. L'ouverture de l'objectif étant identique à celle du dewar, le diaphragme froid fait office de pupille froide.

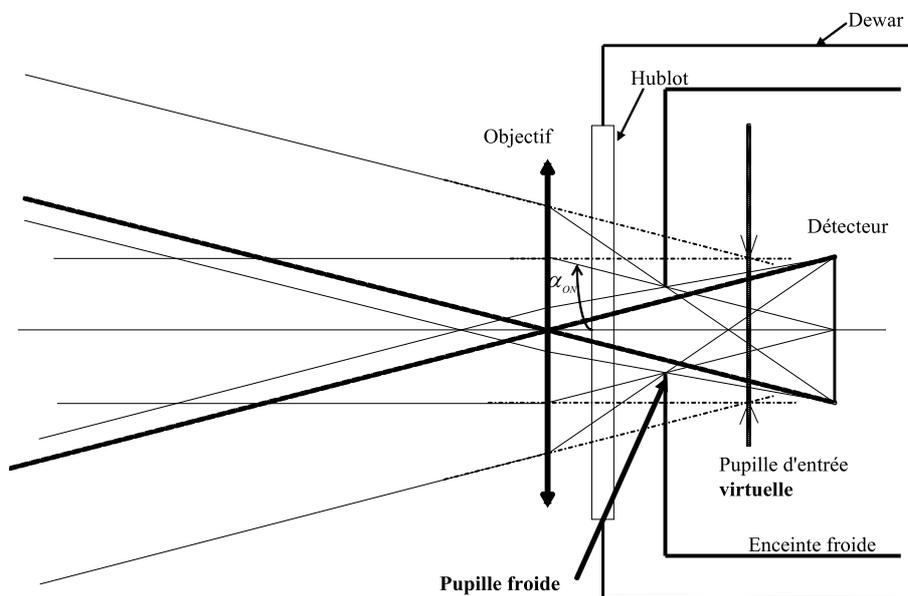


Fig. 6.12 – Schéma de principe de la caméra CEDIP JADE avec son objectif de focale 25 mm ouvert à F/2.

L'objectif CEDIP est ici représenté pour simplifier comme une simple lentille mince. Du fait de la position de la pupille d'entrée en aval de l'objectif, l'empreinte des rayons marginaux est plus grande en entrée de l'objectif ; l'interféromètre placé devant cet objectif doit alors être dimensionné de manière à éviter tout vignettage.

L'obtention d'environ 160 franges sur le détecteur nécessite une excursion maximale de différence de marche δ_{max} égale à :

$$\delta_{max} = \frac{1}{2 \times 21cm^{-1}} \simeq 0,25 \text{ mm} \quad (6.14)$$

d'où une translation latérale à effectuer entre les deux dièdres égale à :

$$\frac{t}{2} = \frac{0,25 \text{ mm}}{2 \times \sin(2 \times 0,19rad)} \simeq 0,3 \text{ mm} \quad (6.15)$$

6.2.2.3 Dimensionnement de l'interféromètre

Compte tenu des éléments clés indiqués précédemment, le schéma déplié de l'interféromètre permet de déterminer les positions et les dimensions des différents composants de manière optimale avec les hypothèses données dans le tableau 6.1.

Conception de l'interféromètre imageur infrarouge

Demi angle de champ	$\pm 0,19$ rad
Diamètre de la pupille d'entrée	12,5 mm
Position de la pupille d'entrée	40 mm en arrière de l'objectif
Orientation sur l'axe du dispositif de séparation	45°
Épaisseur des lames compensatrice et séparatrice	10 mm
Garde minimale entre le dièdre et le dispositif de séparation	10 mm
Translation latérale	0,3 mm pour 160 franges

Tab. 6.1 – Hypothèses de départ pour le dimensionnement de l'interféromètre.

Une garde de $40 + 10$ mm est prise entre le plan de la pupille d'entrée et le dispositif de séparation constitué d'une lame compensatrice et d'une lame séparatrice d'épaisseur 10 mm placées parallèlement. La face gauche de la lame séparatrice est la première surface rencontrée à l'entrée de l'interféromètre ; la face droite de la lame compensatrice est placée coté sortie. Une garde supplémentaire de 10 mm est prise entre les dièdres et le dispositif de séparation afin de prévoir l'encombrement des montures dans le dimensionnement. Les dimensions des optiques sont calculées pour être minimales sans vignetter les rayons marginaux. La figure 6.13 illustre le résultat de ce dimensionnement.

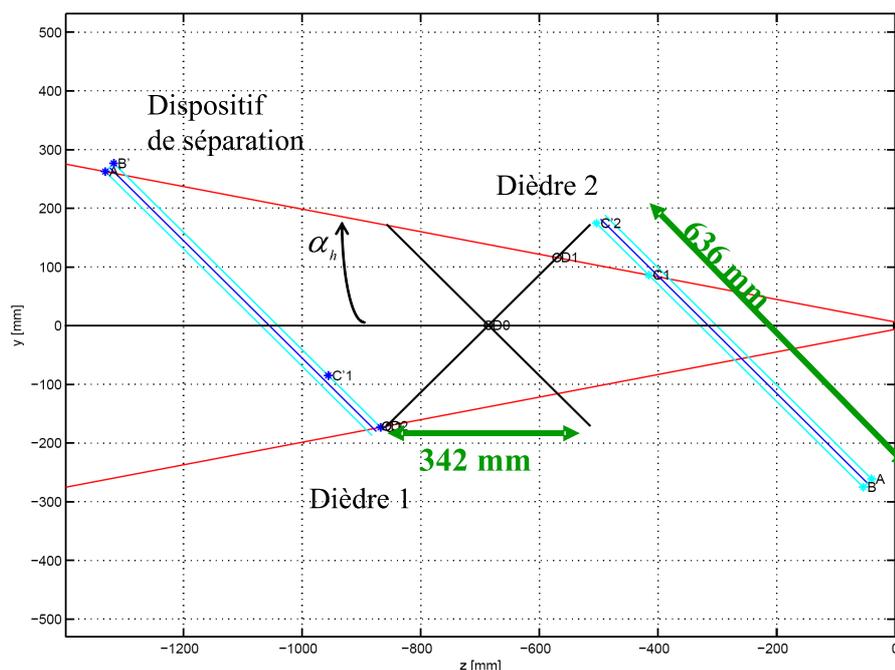


Fig. 6.13 – Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 12,5 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,19 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 45° sur l'axe optique.

Le diamètre minimal des lames déterminé est égal à 636 mm ! L'hypothénuse des dièdres est égale à 342 mm. Ces dimensions énormes sont, bien entendu, introuvables sur catalogue et le coût d'une éventuelle réalisation sur mesure des pièces (à supposer qu'elles soient réalisables) serait clairement prohibitif. Une solution envisageable à ce problème est de réduire l'angle d'inclinaison des lames afin de réduire leur surface utile. La figure 6.14

illustre le résultat du dimensionnement de l'interféromètre avec un dispositif de séparation orienté à 30° sur l'axe optique.

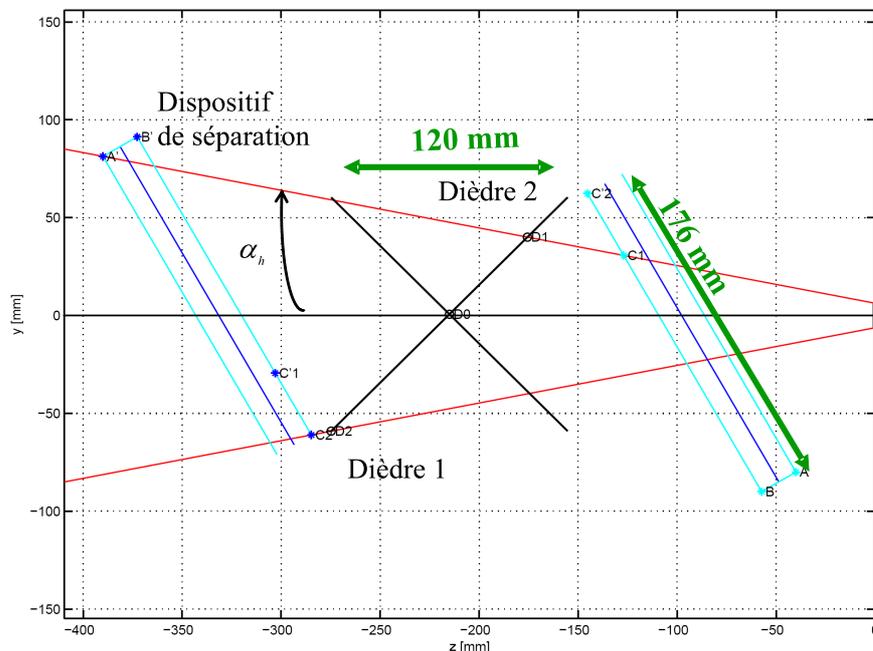


Fig. 6.14 – Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 12,5 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,19 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 30° sur l'axe optique.

Le diamètre minimal des lames est réduit à 176 mm et l'hypoténuse des dièdres à 120 mm environ. Ces dimensions restent encore beaucoup trop importantes. Il n'est donc pas réaliste, dans ces conditions, de concevoir l'interféromètre dans des dimensions raisonnables avec l'angle de champ, le diamètre et la position de la pupille d'entrée donnés par l'objectif de la caméra CEDIP JADE MW de focale 25 mm ouvert à F/2.

Il est impératif, pour un dimensionnement réaliste de l'interféromètre, de pouvoir réduire le diamètre de la pupille d'entrée et de contrôler sa position de manière indépendante. Nous avons pour cela réutilisé un objectif à pupille réelle immatérielle en amont de la lentille frontale conçu par THALES OPTRONIQUE SA dans le cadre d'une application d'imagerie infrarouge entre 3 et 5 μm utilisant un miroir de balayage.

6.2.3 Cas générale de la pupille d'entrée sur les arêtes des dièdres

6.2.3.1 Schémas du principe

Prenons le schéma d'un interféromètre où le dispositif de séparation, supposé infiniment fin, est positionné à 45° sur l'axe optique mais cette fois avec une pupille d'entrée immatérielle en amont de l'objectif (figure 6.15a) donc réelle et accessible.

Si la distance entre la pupille d'entrée réelle immatérielle et l'entrée de l'objectif est suffisante pour accueillir l'interféromètre, il est possible de placer cette pupille au milieu de celui-ci. Cette position qui est optimale pour le dimensionnement de l'interféromètre a déjà

fait l'objet d'une étude [9]. Le schéma développé de cette configuration est illustré dans la figure 6.15b.

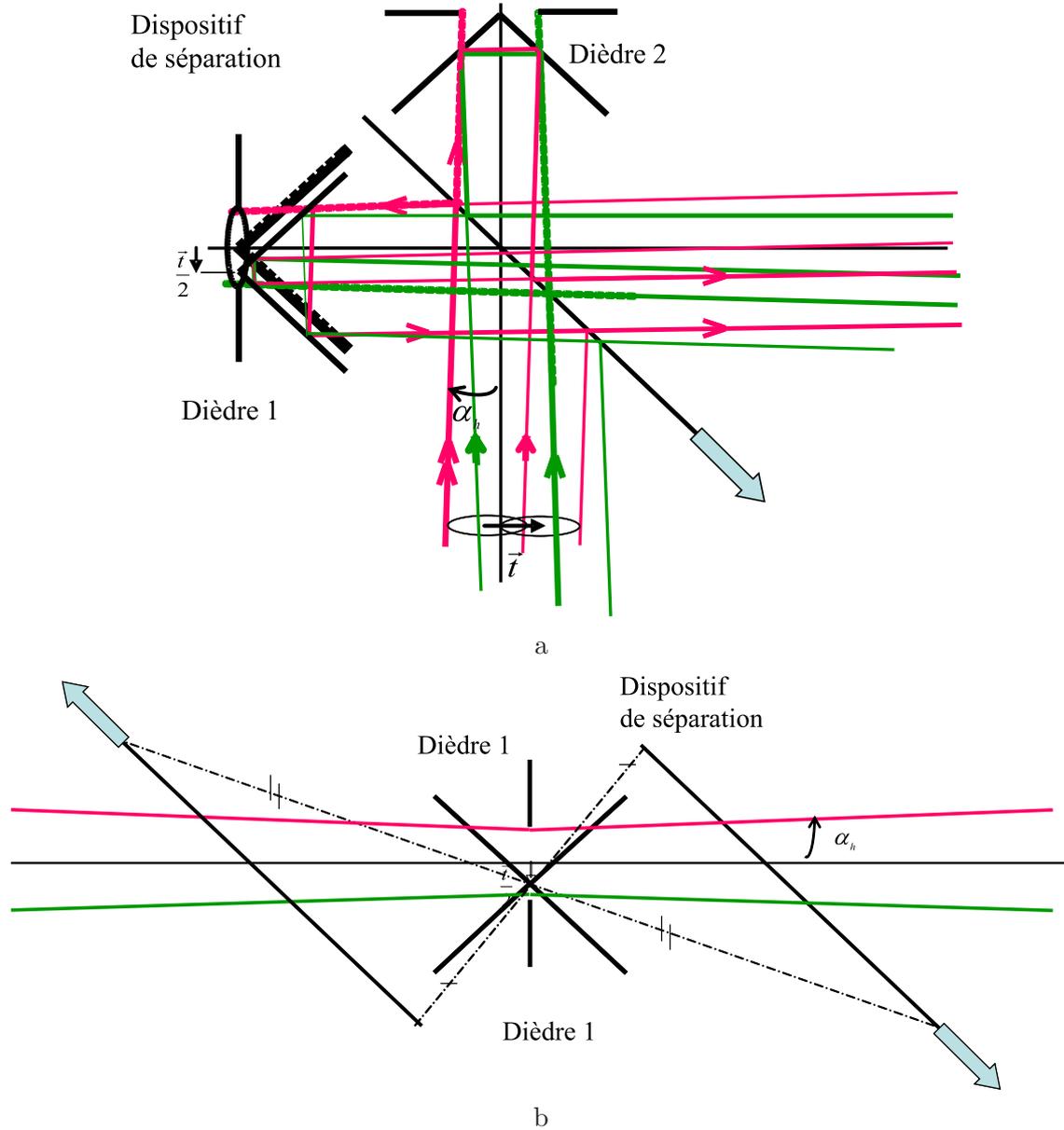


Fig. 6.15 – a) Schéma du cas générale où le plan de la pupille d'entrée est sur l'arête des dièdres. b) Schéma déplié correspondant à la configuration précédente.

Les schémas sont tracés pour un diamètre de pupille d'entrée et un angle de champ maximal égal à celui du cas précédent. On remarque que les surfaces utiles des optiques sont plus petites sans vignetter les rayons marginaux. Le positionnement de la pupille d'entrée en amont de l'objectif est obtenu à l'aide d'un objectif plus complexe spécialement conçu à cette fin que l'on décrit dans la section 6.2.3.2.

6.2.3.2 Objectif spécial à pupille d'entrée réelle immatérielle de focale 100 mm ouvert à F/2,65

Nous avons pu investir dans un objectif à pupille d'entrée réelle immatérielle. Le schéma 6.16 d'un système à deux lentille mince illustre le fonctionnement d'un tel objectif.

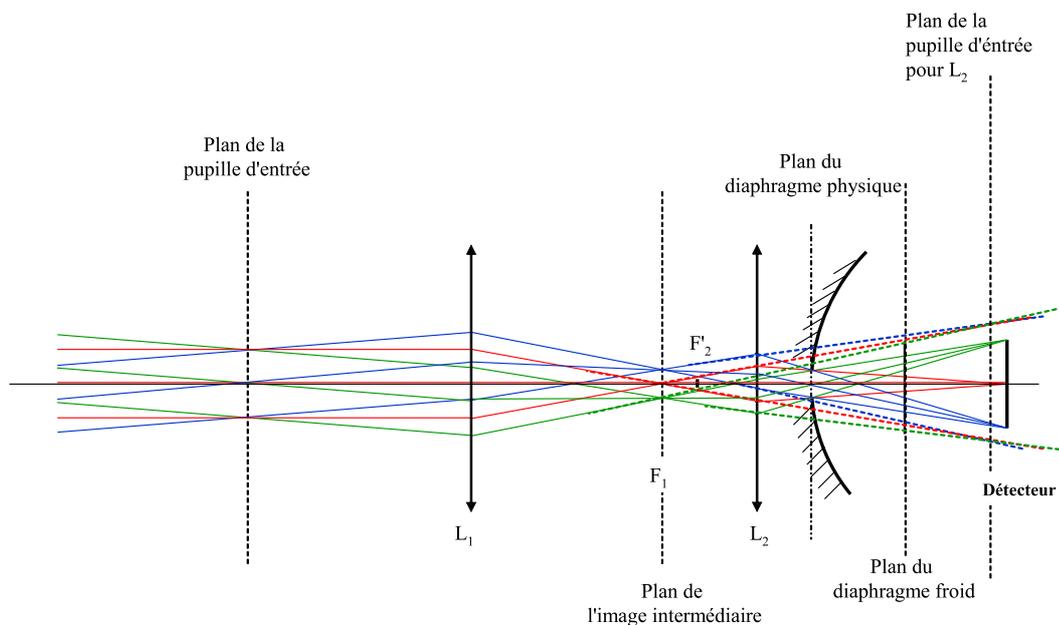


Fig. 6.16 – Schéma de principe de l'objectif à pupille réelle immatérielle.

L'ouverture de cette objectif est inférieure à celle du bloc détecteur. Comme nous l'avons précédemment défini dans la section 6.1.2.1, il est alors nécessaire d'utiliser un miroir de réduction de flux de structure pour limiter le flux de structure dû au fait que l'objectif n'est pas refroidi.

En partant du détecteur, un premier bloc de lentilles schématisé par une lentille mince convergente \$L_2\$ permet de réaliser la conjugaison du détecteur à un plan intermédiaire. Un second bloc de lentille matérialisé par la lentille \$L_1\$ permet ensuite de renvoyer ce plan intermédiaire à l'infini et de projeter la pupille d'entrée en avant de la lentille \$L_1\$.

Un tel dispositif de ré-imagerie de pupille est dans la pratique complexe du fait de la double conjugaison infini/foyer et fini/fini à réaliser simultanément. Ces deux fonctions nécessitent des degrés de liberté au niveau des deux objectifs \$L_1\$ et \$L_2\$ et au niveau de la position du miroir de réduction de flux de structure pour contrôler cette réimagerie de pupille tout en contrôlant les aberrations de la combinaison optique.

Réalisé pour un détecteur de \$640 \times 512\$ pixels au pas de \$15 \mu\text{m}\$ et compatible avec le dewar du bloc de détection de notre caméra JADE, l'objectif dont nous disposons est composé de sept lentilles de \$L_1\$ (coté scène) à \$L_7\$ (coté détecteur) où la lentille \$L_3\$ est mobile afin de permettre, de surcroît, un réglage de focalisation. De focale 100 mm, il est ouvert à F/2,65 et renvoie l'image de la pupille d'entrée de la caméra à environ 135 mm en avant de la première lentille \$L_1\$ avec un très bon contrôle de l'aberration pupillaire. D'autre part, le diamètre de la pupille d'entrée immatérielle est alors égal à :

$$2R = \frac{100 \text{ mm}}{2,65} \simeq 37,74 \text{ mm}$$

et le demi angle de champ horizontal et égal à :

$$\alpha_h = \arctan \left(\frac{320 \times 30 \mu m}{2 \times 100 mm} \right) = 0,0478 \text{ rad ou } 2,74^\circ$$

La translation latérale à introduire entre les dièdres pour une résolution de 21 cm^{-1} est alors égal à :

$$\frac{t}{2} = \frac{0,25 \text{ mm}}{2 \times \sin(0,0478)} = \pm 2,5 \text{ mm} \quad (6.16)$$

6.2.3.3 Dimensionnement de l'interféromètre

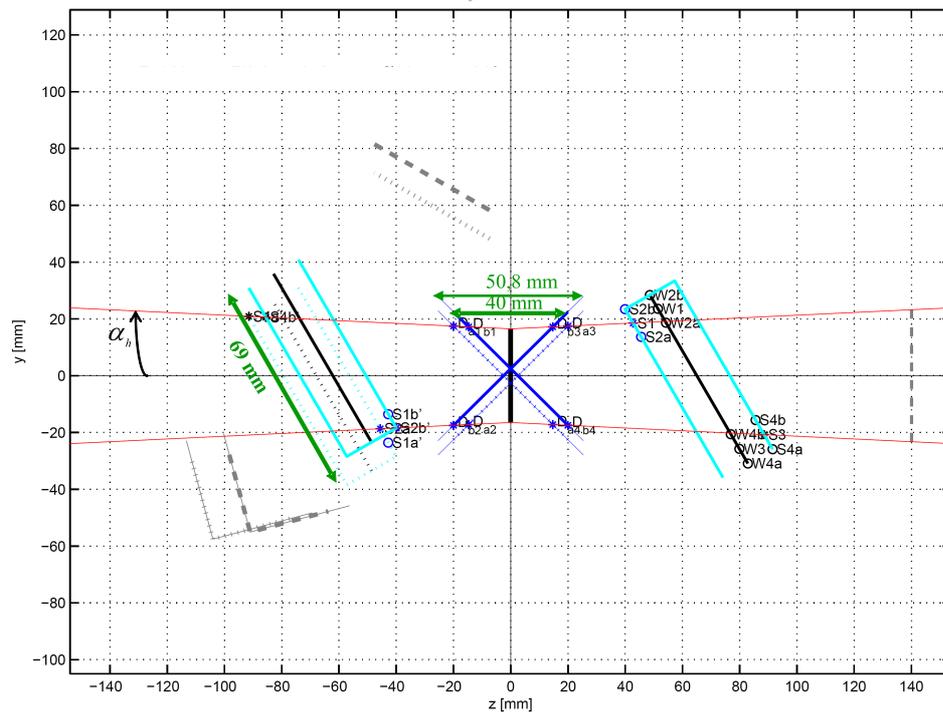
Nous avons vu à la section 6.2.2.3 que la taille de l'interféromètre est nettement réduite pour le dispositif de séparation placé à 30° sur l'axe optique. C'est donc dans cette configuration que nous dimensionnons l'interféromètre imageur équipé d'un objectif de focale de 100 mm ouvert à F/2.65 projetant la pupille d'entrée à 135 mm en avant. Nous prenons en compte les aberrations pupillaires de l'objectif. Le tableau 6.2 récapitule les hypothèses de départ.

Demi angle de champ	$\pm 0,0480 \text{ rad}$
Diamètre de la pupille d'entrée	$37,7 \text{ mm} + 10\% \text{ de marge}$ (aberration pupillaire)
Position de la pupille d'entrée	135 mm en avant de l'objectif
Orientation sur l'axe du dispositif de séparation	30°
Épaisseur des lames compensatrice et séparatrice	10 mm
Garde minimale entre le dièdre et le dispositif de séparation	20 mm
Translation latérale	$1,25 \text{ mm}$ pour 160 franges

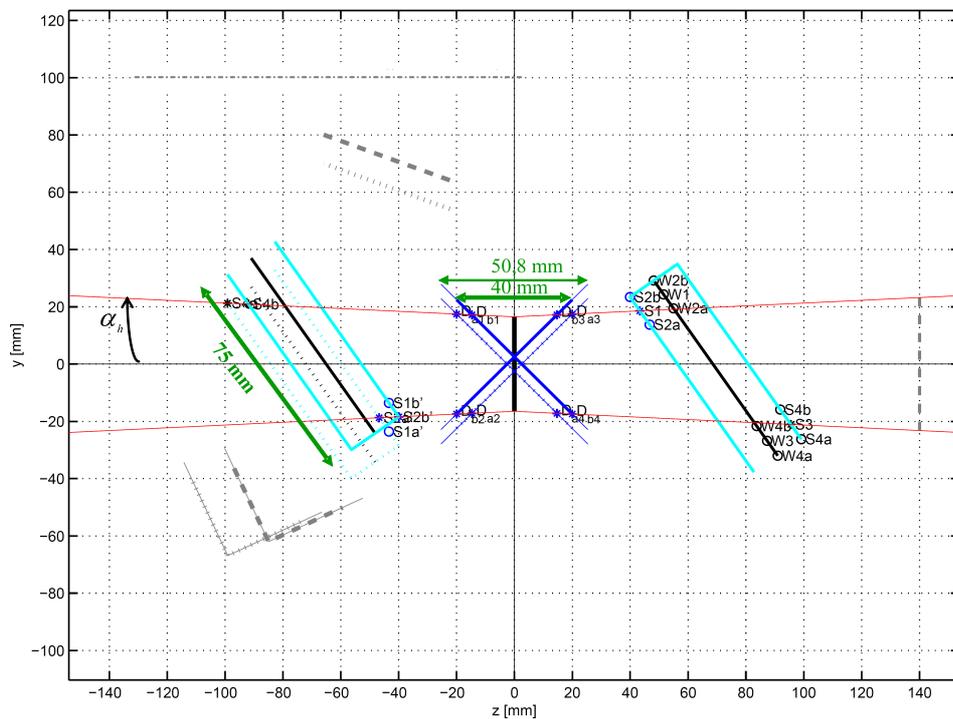
Tab. 6.2 – Hypothèses de départ pour le dimensionnement de l'interféromètre équipé du bloc de détection CEDIP JADE et d'un objectif à pupille immatérielle de focale 100 mm ouvert à F/2.65.

Un premier dimensionnement nous a montré que la taille de l'interféromètre reste trop grande en regard des dimensions standards des composants. Des modifications de l'objectif sont nécessaires pour réduire ces dimensions. En effet, le diamètre de la pupille d'entrée étant trop grand, nous avons dû réduire l'ouverture de l'objectif pour réduire l'empreinte des rayons et ainsi atteindre des dimensions inférieures à celles recherchées. L'étude nous a mené à un nombre d'ouverture nécessaire au minimum égal à 4,0 en prenant des marges de "sécurité" pratique (montures, qualité sur les bords) pour l'objectif de focale 100 mm et un dispositif de séparation orienté à 35° . Les figures 6.17a et b illustrent des résultats intermédiaires.

Dimensionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres



a



b

Fig. 6.17 – Schéma déplié de l'interféromètre pour une pupille d'entrée de diamètre égal à 33 mm et pour un demi angle de champ α_h égal à 0,0480 rad. a) Le dispositif de séparation est orienté à 30° sur l'axe optique. b) Le dispositif de séparation est orienté à 35° sur l'axe optique

Les arêtes des dièdres sont placées au niveau de la pupille d'entrée. Les éléments sont placés de manière à ne pas vignetter pour une translation latérale de $\pm 2,5$ mm (160 franges à $3 \mu\text{m}$ sur le détecteur) appliquée sur les des deux dièdres. Nous évaluons les dimensions des optiques pour une translation latérale possible d'un coté et de l'autre de l'axe optique égale à $-1,25$ mm (composants en tirets fins dans les figures 6.17) et égale à $+1,25$ mm (composants en traits pleins et tirets épais dans les figures 6.17). On vérifie dans chacun de ces deux cas la position des éléments pouvant intervenir en évitant que les rayons dans le champ ne soient coupés sur le bord d'un dièdre ou sur le bord de la monture de la lentille frontale de l'objectif (figure 6.18).

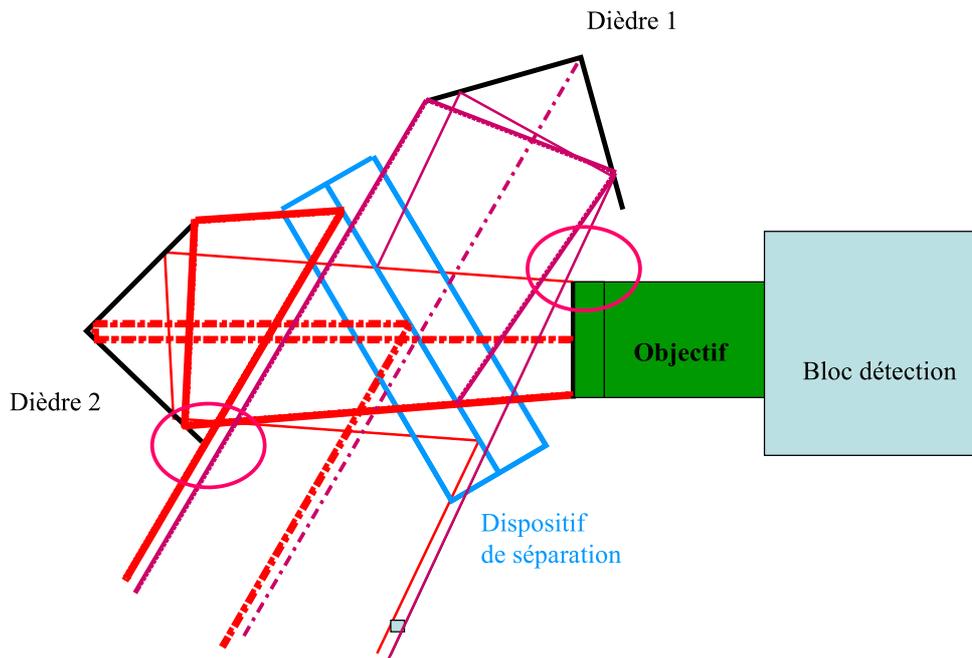


Fig. 6.18 – Schéma replié de l'interféromètre montrant les zones (encerclées en rouge) où les rayons dans le champ peuvent être coupés sur les éléments ou les montures présents.

Le bord de l'objectif et la deuxième "intervention" éventuelle d'un dièdre sont représentés dans chaque cas de translations en tirets gris (fins ou épais selon le cas de translation) en sortie de l'interféromètre dans les figures 6.17.

Pour un angle d'orientation des lames égal à 30° (figure 6.17 a), il est impossible d'éviter le vignettage des rayons aux niveaux des dièdres et de la monture de la lentille frontale de l'objectif sans éloigner l'interféromètre et donc sans augmenter la taille de ces composants. En plaçant, les lames à 35° (figure 6.17 b), les dimensions des optiques obtenues, sans couper les rayons marginaux, sont de 75 mm pour la surface utile du dispositif de séparation et de 40 mm pour l'hypothénuse des dièdres. Le diamètre de la surface utile des lames est égal à la dimension standard recherchée de 75 mm.

En prenant une garde de quelques millimètres sur le bord des lames pour prévoir l'encombrement de la monture et la dégradation du traitement déposé sur la lame semi réfléchissante, le dimensionnement est réévalué et aboutit à réduire l'ouverture de l'objectif à $F/4$. La figure 6.19 illustre le résultat obtenu.

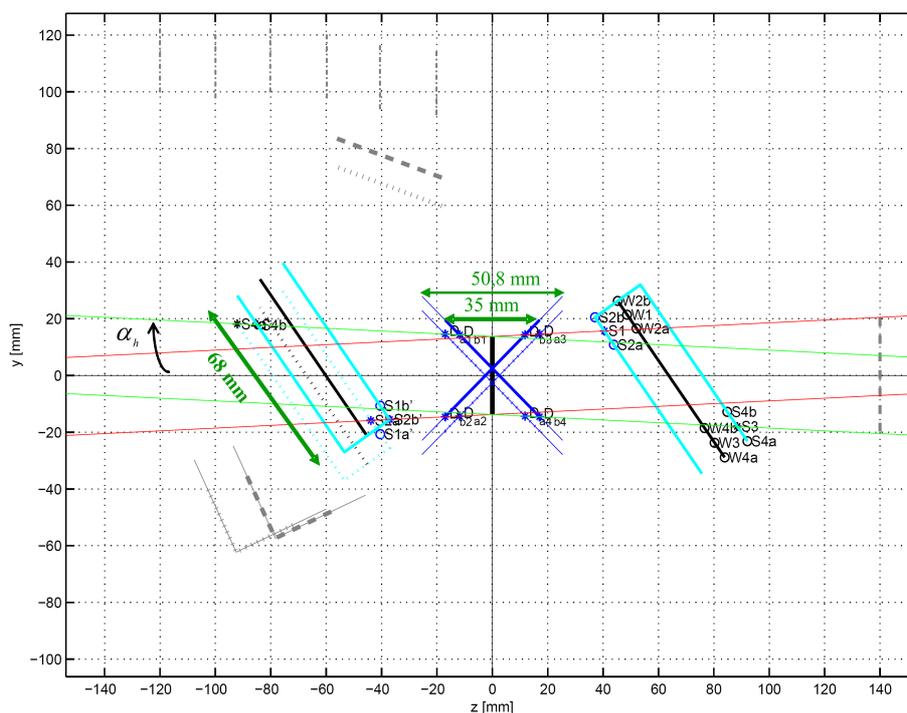


Fig. 6.19 – Schéma déplié de l'interféromètre pour un demi angle de champ α_h égal à 0,0480 rad. Le dispositif de séparation est orienté à 35° sur l'axe pour l'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4.

Pour un nombre d'ouverture de l'objectif égal à 4, le diamètre utile des lames est de 67 mm (figure 6.19) et l'hypoténuse des dièdres égale à 50,8 mm est possible avec les gardes mentionnées dans le tableau 6.2 et la tolérance sur les aberrations pupillaires de l'objectif sans introduire de vignettage. In fine, le dimensionnement de ce dispositif aboutit à des tailles de composants raisonnables (dans les standards commerciaux) dont le coût de fabrication est relativement abordable. Nous choisissons des dimensions standards : 75×60 mm pour les lames du dispositif de séparation et 50,8 mm pour les hypoténuses des dièdres.

L'intégration de la combinaison optique de l'objectif dans le logiciel de conception optique CODE V[®] a permis son adaptation fine au dewar de la caméra CEDIP JADE MW en prenant en compte les positions du plan de détection et de la fenêtre froide en germanium. La figure 6.20 illustre le montage optique complet prenant en compte la réfraction dans les lames.

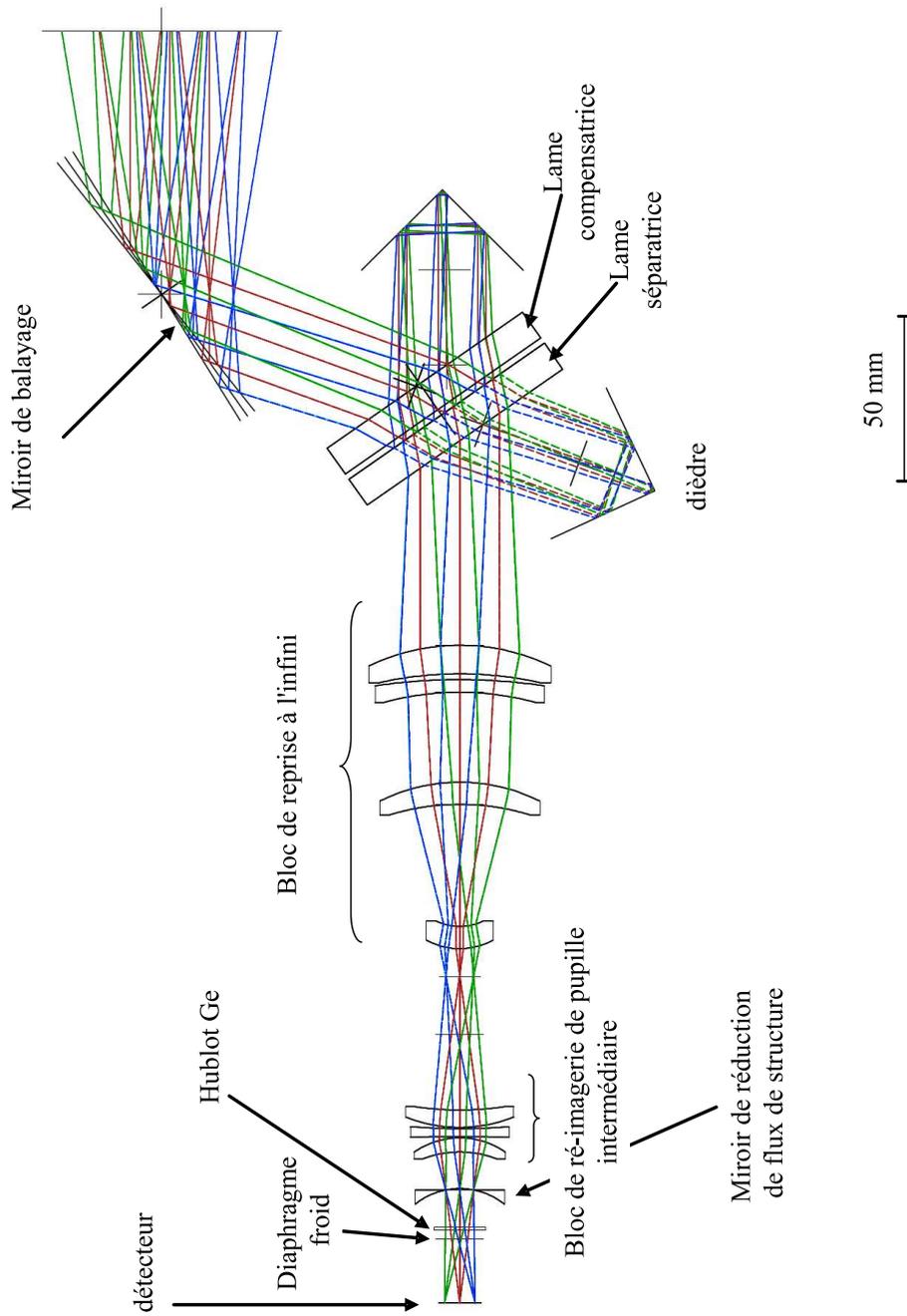


Fig. 6.20 – Combinaison optique du spectro-imageur. L'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4 est adapté au bloc détection CEDIP JADE MW.

Néanmoins, pour vérifier qu'une taille des lames égale à 75×60 mm est suffisante pour éviter tout vignettage (y compris hors plan méridien) avec des marges pratiques permettant de prendre en compte la zone optique utile et leur maintien mécanique, nous étudions les lieux d'impact des rayons marginaux sur celles-ci pour différents cas de translations latérales appliquées sur les dièdres. La figure 6.21 donne les zones d'impact sur la face gauche de la lame séparatrice et la face droite de la lame compensatrice.

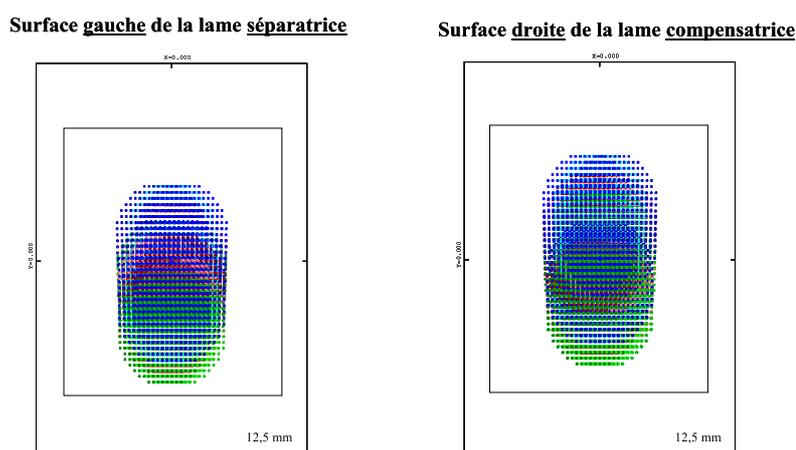


Fig. 6.21 – a) Impact, sur la surface gauche de la lame séparatrice et sur la surface droite de la lame compensatrice, des rayons issus des deux voies de l'interféromètre pour une translation latérale de $\pm 1,25$ mm appliquée sur les dièdres (tracé à l'aide du logiciel CODE V[®]).

Il apparaît clairement que les zones d'impact sur les lames peuvent être encadrées par une forme rectangulaire de 75×60 mm avec les marges nécessaires.

Ainsi, nous avons donc montré que l'objectif CEDIP de focale 25 mm ouvert à F/2 à pupille virtuelle ne pouvait être raisonnablement utilisé pour réaliser la fonction d'imagerie de pupille d'un interféromètre imageur de Michelson à dièdres de taille et de coût raisonnable. L'utilisation d'un objectif développé par Thales Optronique de focale 100 mm à pupille réelle immatérielle en amont s'est, en revanche, révélé possible à condition de limiter l'ouverture à F/4. C'est sur cette base que nous avons donc arrêté la conception de l'instrument et défini l'opto-mécanique associée. Les figures 6.22a et b illustrent le schéma opto-mécanique de la caméra complète.

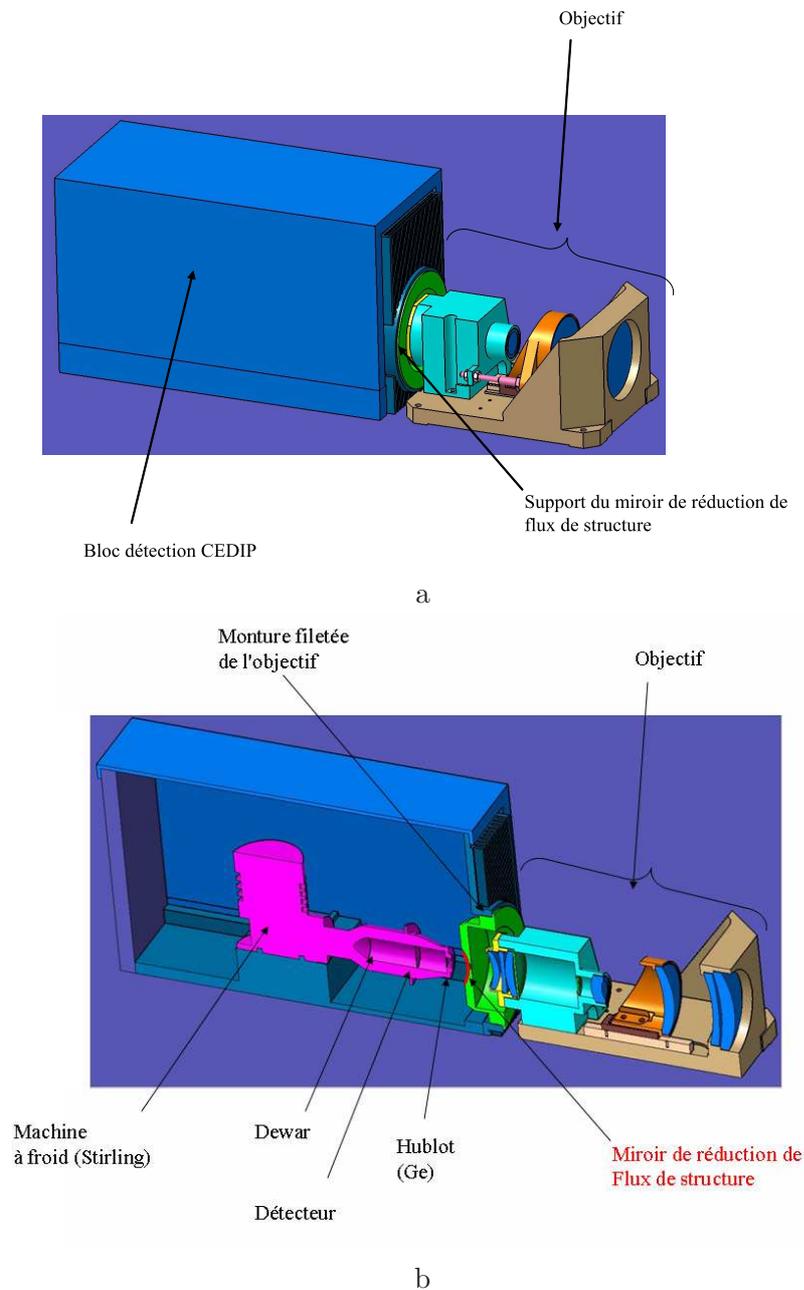


Fig. 6.22 – Schéma opto-mécanique de la caméra CEDIP JADE MW avec l'objectif de focale 100 mm ouvert à F/4.

Enfin un miroir de balayage de 100 mm de diamètre est placé à l'entrée de l'interféromètre afin de permettre le balayage de trois fois le champ total soit $3 \times 2,74^\circ \times 2 = 16,4^\circ$ sans vignettage sur le détecteur. La figure 6.23 donnant l'empreinte des rayons dans le champ pour une translation latérale des dièdres de 1,25 mm illustre ce résultat.

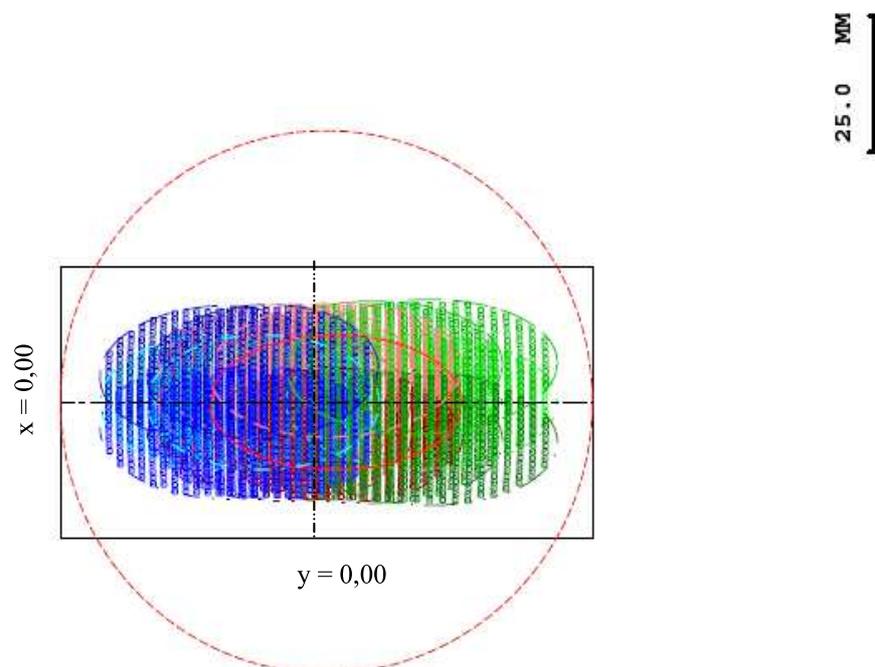


Fig. 6.23 – Empreinte des rayons (tracé à l'aide du logiciel CODE V[®]) dans le champ sur un miroir de balayage pour l'interféromètre avec le dispositif de séparation à 35° et pour une translation latérale des dièdres de 1,25 mm.

Nous choisissons d'utiliser un miroir circulaire de 100 mm de diamètre pour effectuer le balayage

6.3 Conclusion

Nous avons obtenu un schéma réaliste du système permettant de lancer la réalisation du spectro-imageur. Dans le chapitre suivant, nous évaluerons les tolérances permettant de concevoir l'architecture opto-mécanique associée en spécifiant la qualité des composants optiques et les précisions mécaniques.

Chapitre 7

Conception opto-mécanique de DéSIIR

7.1 Généralités

Après avoir dimensionné les composants de l'interféromètre-imageur dans le chapitre 6, nous nous intéressons, à présent, aux précisions nécessaires à la réalisation et au maintien mécanique de ces composants.

Le point clé du fonctionnement de l'interféromètre imageur réside dans la superposition des images des deux voies de l'interféromètre. En effet, les franges d'interférence n'existent que lorsque, pour chaque point à l'infini du champ objet, les ondes planes correspondantes dédoublées et déphasées, forment dans le plan focal de l'objectif d'imagerie, deux réponses percussionnelles (idéalement des taches d'Airy) qui se superposent. En considérant un décalage des images correspondant au maximum à la moitié du rayon de la tache d'Airy pour la longueur d'onde λ égale à $3 \mu\text{m}$ et un objectif de focale 100 mm ouvert à F/4, on a :

$$\frac{1}{2} \times \frac{1,22\lambda}{F/4} = 7,3 \times 10^{-5} \text{rad ou } 15'' \quad (7.1)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ du critère pris en compte est arbitraire mais bien indicatif pour avoir un contraste correct. Ce critère concernant chaque défaut, mais également l'ensemble des défauts simultanément présents, leur somme quadratique devra aboutir à un décalage angulaire entre les deux voies inférieur à $15''$ en supposant ces défauts indépendants entre eux.

A partir de ce critère, nous spécifierons, dans ce chapitre, pour les composants optiques choisis, le dispositif mécanique à concevoir en regard des degrés de liberté permettant les réglages et les ajustements nécessaires.

7.2 Spécifications des composants optiques

L'interféromètre de Michelson dimensionné au chapitre précédent est composé de deux dièdres droits et d'un dispositif de séparation. Dans le cas où ce dernier est composé d'une lame à faces parallèles dont une face a subi un traitement semi réfléchissant (figure 7.1), le trajet des rayons dans les milieux n'est pas symétrique pour les deux voies.

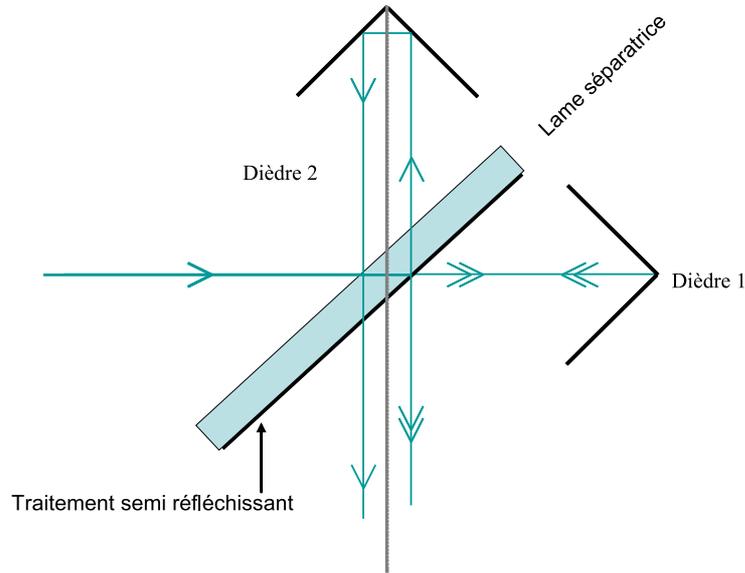


Fig. 7.1 – Interféromètre de Michelson à dièdres droits dont le dispositif de séparation est une lame semi réfléchissante (sans lame compensatrice).

En effet, le rayon se réfléchissant sur le dièdre 1 traverse une seule fois la lame alors que le rayon se réfléchissant sur le dièdre 2 traverse trois fois celle-ci. Une telle dissymétrie entre les deux voies introduit un fort chromatisme de la différence de marche entre les deux voies et doit être compensée en plaçant, parallèlement à la lame séparatrice, une lame identique (de même composition et de même épaisseur) dénommée "compensatrice" (figure 7.2).

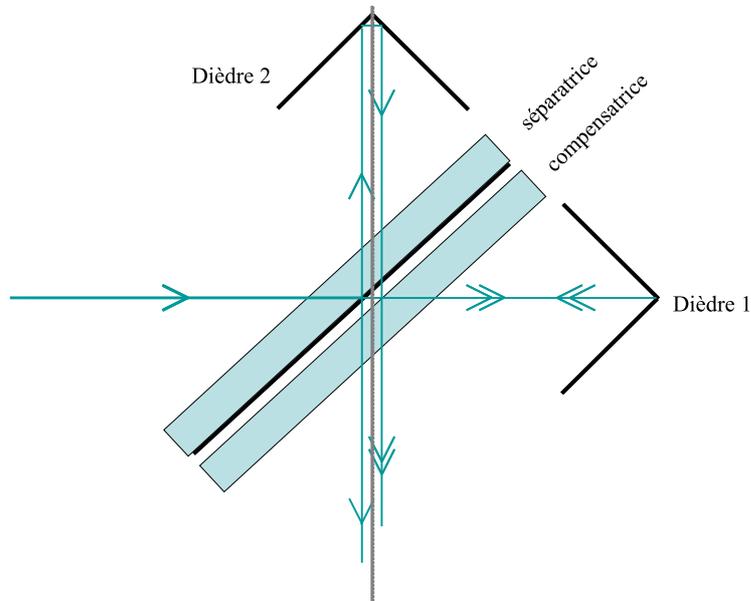


Fig. 7.2 – Interféromètre de Michelson à dièdres droits dont le dispositif de séparation est composé d'une lame semi réfléchissante et d'une lame compensatrice.

Dans la configuration de la figure 7.2, dans chaque voie, les rayons traversent quatre fois la même épaisseur du matériau composant les lames si les deux lames sont parfaitement appariées (c'est à dire exactement de même épaisseur et parfaitement parallèles entre elles). C'est donc cette configuration que nous retenons pour l'interféromètre.

7.2.1 Spécifications des dièdres droits

7.2.1.1 Traitement réfléchissant dans l'infrarouge

Les faces internes des dièdres doivent être des miroirs dans l'infrarouge ; elles sont typiquement des surfaces planes réfléchissantes grâce à un dépôt métallique. Nos applications spécifiées entre 3 et 5 μm nous amènent à choisir le revêtement or durci pour les dièdres utilisés. La courbe de la figure 7.3 donne la réflectivité de ce traitement déposé sur les dièdres fournis par la société PLXinc.

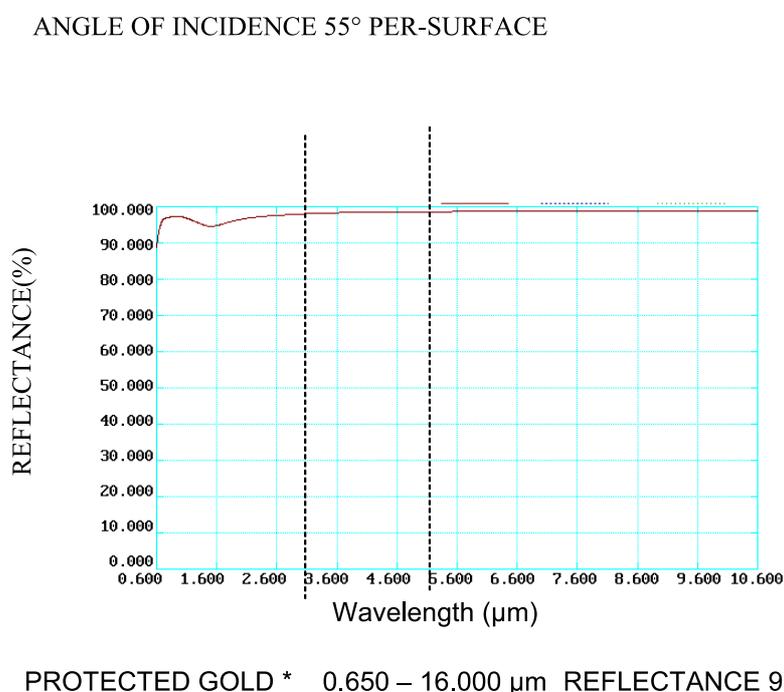


Fig. 7.3 – Courbe de réflectance du revêtement or des dièdres donnée par la société PLXinc.

La réflectivité des dièdres utilisés est de l'ordre de 97 % en moyenne sous un angle d'incidence égal à 55° et entre 3 et 5 μm .

7.2.1.2 Planéité des surfaces

7.2.2 Planéité des lames séparatrice et compensatrice

Les surfaces réfléchissantes de l'interféromètre ne doivent pas déformer les surfaces d'onde. Les techniques de réalisation des surfaces ne produisant pas les défauts de manière corrélée, on peut ainsi aisément faire l'hypothèse de défauts résiduels décorrélés de surface d'un composant optique à l'autre dans l'interféromètre ; les défauts de front d'onde

s'accumulent donc de manière indépendante à chaque surface. D'autre part, dans l'interféromètre, l'onde plane est amenée à passer plusieurs fois par la même surface mais pas au même endroit, on peut aussi considérer que les défauts aux passages de la même surface sont décorrélés.

Les défauts de planéité des lames et des dièdres induisent donc des défauts sur le front d'onde idéalement plan qui se somment de manière quadratique. Le défaut maximal acceptable de ces surfaces réfléchissantes peut alors être déterminé à l'aide du critère de Maréchal. Ce dernier indique que l'écart type maximal entre le front d'onde réel et la surface d'onde idéale doit être inférieur à $\frac{\lambda}{14}$. On compte huit transmissions et trois réflexions sur la voie 1 (passant par le dièdre 1 de la figure 7.2) et six transmissions et trois réflexions sur la voie 2 (passant par le dièdre 2). C'est donc la voie 1 qui est la plus contraignante et qui impose les spécifications. La variance due au défaut de planéité Δ^2 est donnée, en fonction de l'angle d'incidence sur la lame ($\theta_{inc}^L = 35^\circ$), de l'angle de réfraction θ_r et de l'angle d'incidence sur les dièdres $\theta_{inc}^D = 45^\circ$ sur la voie 1 :

$$\left[8 \times (n \times \cos \theta_r - \cos \theta_{inc}^L)^2 + 3 \times (2 \cos \theta_{inc}^D)^2 \right] \Delta^2 < \left(\frac{\lambda}{14} \right)^2 \quad (7.2)$$

où n est l'indice du matériau composant les lames. L'équation 7.2 traduit le fait qu'en transmission le défaut du front d'onde est celui de la surface multiplié par le terme $(n \times \cos \theta_r - \cos \theta_{inc}^L)$ alors qu'en réflexion, le défaut est multiplié par $(2 \cos \theta_{inc}^D)$.

En prenant comme indice des lames celui du CaF_2 dont elles seront composées $n \simeq 1,4$ (sur l'intervalle spectral entre 3 et 5 μm) et $\theta_r = \frac{1}{n} \sin(\theta_{inc}^L) \simeq 24^\circ$ on a pour la voie 1 :

$$7,7 \Delta^2 < \left(\frac{\lambda}{14} \right)^2 \quad (7.3)$$

d'où

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{7,7} \times 1,4} \times \lambda \simeq \frac{\lambda}{40} \quad (7.4)$$

Ce défaut de planéité Δ environ égale à $\frac{\lambda}{40}$ à $\lambda = 3 \mu m$ pour les dièdres et pour les lames séparatrice et compensatrice sur la voie 1 correspond à $\Delta \simeq \frac{\lambda}{10}$ à 633nm, la longueur d'onde usuelle de contrôle interférométrique des optiques dans le visible ; ce qui est dans les spécifications commerciales classiques.

7.2.2.1 Précision sur l'angle à 90° des dièdres

Malgré des procédés de fabrication de grande précision, les deux dièdres droits utilisés peuvent présenter un léger écart à l'angle nominal à 90° . Voyons l'effet de cet écart angulaire entre les deux dièdres et l'écart maximal acceptable dans le cadre du critère de superposition des images des deux voies de l'interféromètre pris en compte.

Deux types de précisions sur les dièdres sont en fait à prendre en compte ; d'une part, l'écart d'appariement entre les deux dièdres droits et d'autre part, l'écart à 90° de chacun des dièdres si le faisceau incident couvre l'arête des dièdres et que deux chemins de réflexion sont possibles pour les rayons réfléchis.

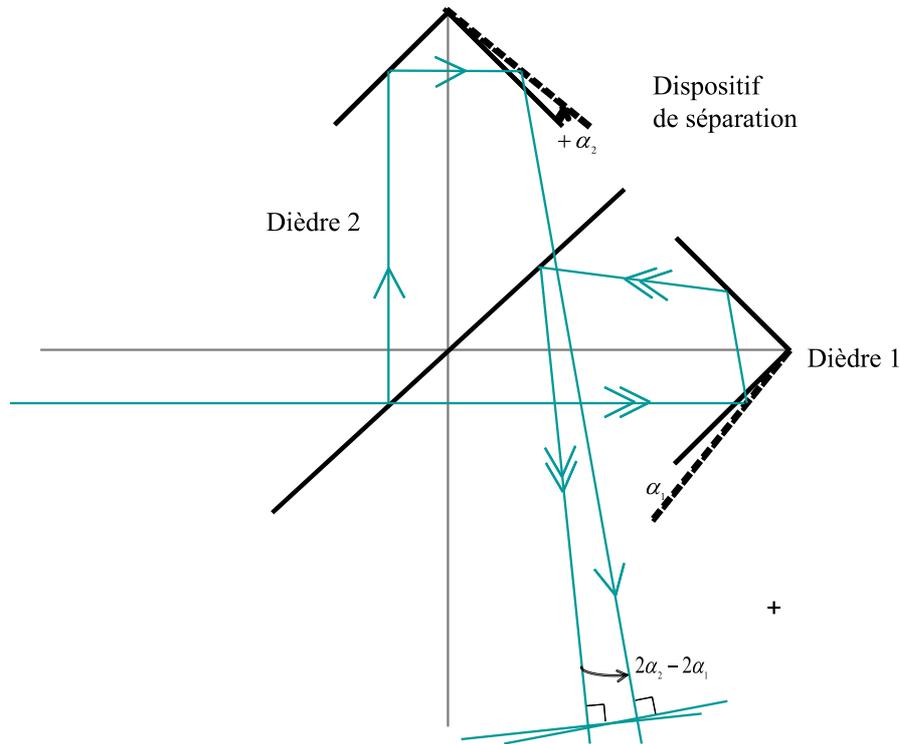


Fig. 7.4 – Interféromètre de Michelson à dièdres droits. Les dièdres droits ne sont pas exactement appariés.

Appariement entre les deux dièdres droits Un écart angulaire du dièdre 1 d'une quantité α_1 induit une rotation de la direction de l'onde en sortie de l'interféromètre, d'un angle $2\alpha_1$ (figure 7.4). Il en est de même pour le dièdre 2 avec un écart à l'angle droit α_2 . Les angles étant orientés, le décalage angulaire entre les deux voies est au maximum égal à $2(\alpha_2 - \alpha_1)$. Considérons un écart angulaire maximal α_{max} sur chaque dièdre, l'écart maximal en sortie est alors égal à $4\alpha_{max}$.

Dans le cadre du critère définissant la superposition des images issues des deux voies de l'interféromètre à mieux que $15''$, on a :

$$4\alpha_{max} < 15'' \quad (7.5)$$

dans cette condition, l'écart angulaire maximal sur chaque dièdre est donné par $\alpha_{max} < 4''$ pour deux dièdres droits non appariés utilisés dans l'interféromètre.

Précision sur l'angle à 90° de chaque dièdre La pupille d'entrée de la caméra étant positionnée sur les arêtes des dièdres droits, les faisceaux dans le champ passent par les arêtes. Plaçons nous dans le cas où l'angle du dièdre n'est pas strictement égal à 90° ; il présente ainsi un écart à l'angle droit égal à α (figure 7.5).

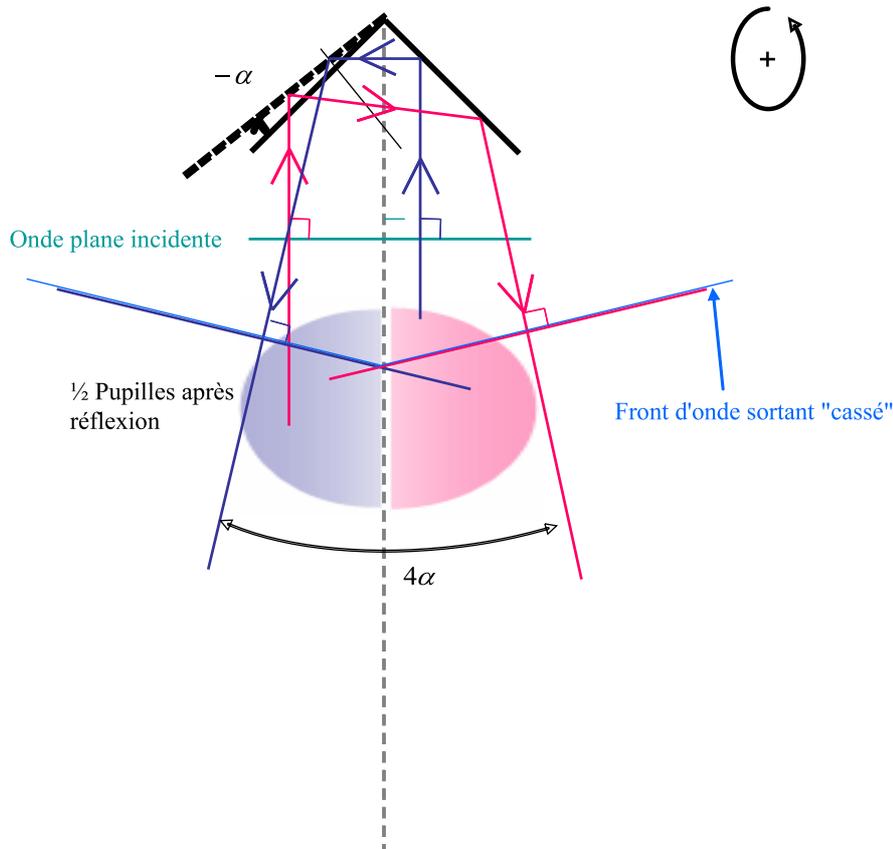


Fig. 7.5 – Effet de l'écart à 90° du dièdre sur le front d'onde lors du passage par l'arête.

Au passage par l'arête du dièdre, le front d'onde incident plan est "cassé" et devient un dièdre en sortie. En effet, si on suppose que la pupille circulaire de la voie de l'interféromètre passant par ce dièdre est coupée en son milieu par l'arête du dièdre d'angle $90^\circ + \alpha$, les faisceaux sont limités, après réflexion sur les dièdres, par deux demi disques et les fronts d'onde associés forme un angle de 4α . En imposant que cet angle soit inférieur à $15''$, l'écart acceptable est tel que :

$$4\alpha_{max} < 15'' = 7,5 \times 10^{-5} \text{ rad} \quad (7.6)$$

d'où un écart à l'angle droit α_{max} égal à $\frac{15''}{4} \simeq 4''$ (ou $1,8 \times 10^{-5}$ rad) sur chaque dièdre.

Conclusion L'écart maximal acceptable de l'angle de chaque dièdre droit afin que les images des deux voies se superposent à mieux que la moitié de la tache d'Airy doit donc être inférieur à $4''$.

Les précisions standards fournies par le fabricant PLXinc sur les angles droits sont égales à $2''$ ou $10''$. Nous avons donc choisi des dièdres avec un revêtement d'or durci et d'hypothénuse égale à 50,8 mm avec une précision de $2''$ sur l'angle droit (figure 7.6).



Fig. 7.6 – Dièdre fourni par la société PLXinc.

Ces dièdres sont traités avec un revêtement d'or avec une planéité égale à $\frac{\lambda}{20}$ à $\lambda = 546nm$.

7.2.3 Spécifications du traitement semi réfléchissant de la lame séparatrice

Il est possible d'estimer le contraste théorique des franges pour une scène monochromatique et en supposant une superposition parfaite des réponses percussionnelles de l'interféromètre imageur. En effet, si on considère l'amplitude A_0 du flux incident sur la lame séparatrice, c'est le module carré de la somme des champs réfléchi (d'amplitude $A_r = \sqrt{R} \times A_0$ avec R le coefficient de réflexion) et transmis (d'amplitude $A_t = \sqrt{1-R} \times A_0$ dans l'hypothèse que $T=1-R$ avec T le coefficient de transmission) déphasés de ϕ et qui interfèrent qui est mesuré par le détecteur. L'intensité I mesurée est donc proportionnelle à :

$$|A_r + A_t \exp(i\phi)|^2 = |A_r|^2 + 2|A_r||A_t \exp(i\phi)| + |A_t \exp(i\phi)|^2 \quad (7.7)$$

$$= |A_0|^2 \left(1 + 2\sqrt{R}\sqrt{1-R} \cos \phi \right) \quad (7.8)$$

L'intensité maximale I_{max} est proportionnelle à $|A_0|^2 \left(1 + 2\sqrt{R}\sqrt{1-R} \right)$ lorsque $\cos \phi = 1$.

L'intensité minimale I_{min} est proportionnelle à $|A_0|^2 \left(1 - 2\sqrt{R}\sqrt{1-R} \right)$ lorsque $\cos \phi = -1$.

Le contraste C est alors donné par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (7.9)$$

$$= 2\sqrt{R}\sqrt{1-R} \quad (7.10)$$

Le fabricant Optique Fichou fournit la courbe du coefficient de transmission T de la lame séparatrice en CaF_2 traitée entre 3 et 5 μm . Le résultat est illustré dans la figure 7.7

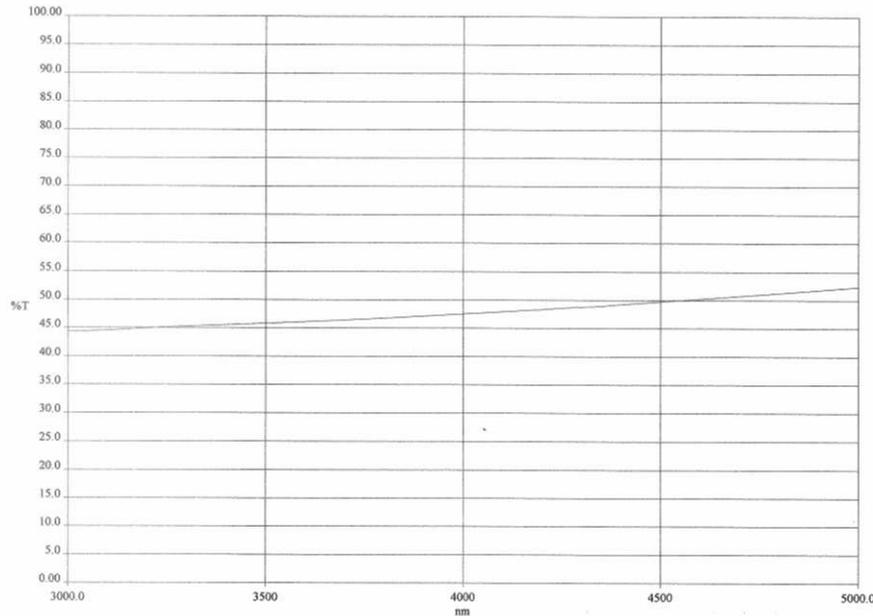


Fig. 7.7 – Transmission de la lame semi réfléchissante composé de CaF2 entre 3 et 5 μm fournie par la société Optique Fichou.

A la longueur d'onde $\lambda = 3 \mu\text{m}$, le coefficient T est égal à 0,44 soit un contraste des franges égal à 0,99. A $\lambda = 5 \mu\text{m}$, le coefficient T est égal à 0,52 et correspond à un contraste égal à 0,99.

7.3 Ajustement "statique" des éléments entre eux

7.3.1 Parallélismes des lames séparatrice et compensatrice entre elles

Le dispositif de séparation est composé d'une lame compensatrice et d'une lame séparatrice avec le traitement semi réfléchissant sur sa face côté lame compensatrice. Les faisceaux passent une fois au travers de la lame séparatrice et trois fois au travers de la lame compensatrice sur la voie 1 ; ils passent trois fois au travers de la lame séparatrice et une fois au travers de la lame compensatrice sur la voie 2. Ces deux lames sont à faces parallèles et d'épaisseur égale à 10 mm. elles sont appariées en épaisseur à moins de 5 μm d'après la spécification du constructeur. Notons Δe l'écart d'épaisseur entre les lames ($\Delta e < 5 \mu\text{m}$). Le parallélisme entre les faces de chaque lame est supposé parfait. Elles sont maintenues mécaniquement parallèles entre elles avec une erreur angulaire $\Delta\theta$ (voir figure 7.8).

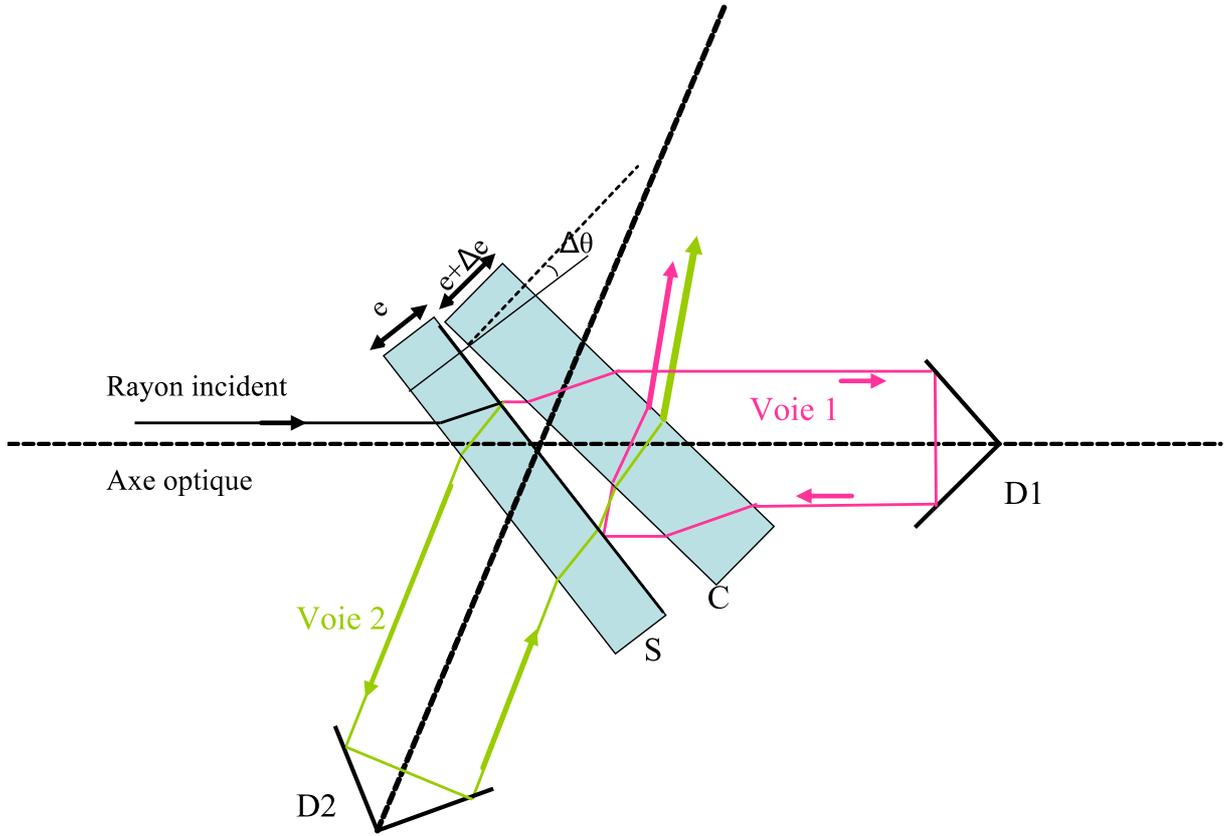


Fig. 7.8 – Notations employées pour décrire le non parallélisme et le défaut d'appariement des lames de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits.

Évaluons, dans ce paragraphe, l'effet de l'inégalité d'épaisseur et de l'erreur de parallélisme des lames.

7.3.1.1 Imprécision sur l'identité d'épaisseur

La différence de marche δ introduite entre les deux faisceaux issus des deux voies par la traversée d'une lame à face parallèle d'épaisseur e et d'indice $n(\lambda)$ est donnée par :

$$\delta = n(\lambda) \times e \times \cos(\theta) \quad (7.11)$$

où θ est l'angle de réfraction à l'intérieur de la lame. Dans la figure 7.9 les angles θ_S et θ_C sont les angles de réfraction à l'intérieur des lames séparatrice et compensatrice respectivement et les angles θ'_S et θ'_C sont les angles d'incidence ou d'émergence à l'extérieur des lames séparatrice et compensatrice respectivement.

On peut déduire, de (l'équation 7.11) et du nombre de transmissions dans chacune des lames, le décalage entre les deux voies en sortie de l'interféromètre (figure 7.8) qui est donné par :

$$\begin{aligned} \delta &= 1 \times n(\lambda) \times e_S \times \cos(\theta_S) + 3 \times n(\lambda) \times e_C \times \cos(\theta_C) \\ \dots &- (3 \times n(\lambda) \times e_S \times \cos(\theta_S) + 1 \times n(\lambda) \times e_C \times \cos(\theta_C)) \end{aligned} \quad (7.12)$$

d'où

$$\delta = 2 \times n(\lambda) \times e_C \times \cos(\theta_C) - 2 \times n(\lambda) \times e_S \times \cos(\theta_S) \quad (7.13)$$

Dans le cas d'un parallélisme parfait entre les lames tel que $\Delta\theta = 0$ et d'une inégalité d'épaisseur Δe non nulle (figure 7.9), on a $\theta_S = \theta_C = \theta$ et $\theta'_S = \theta_{inc} = \theta'_C$.

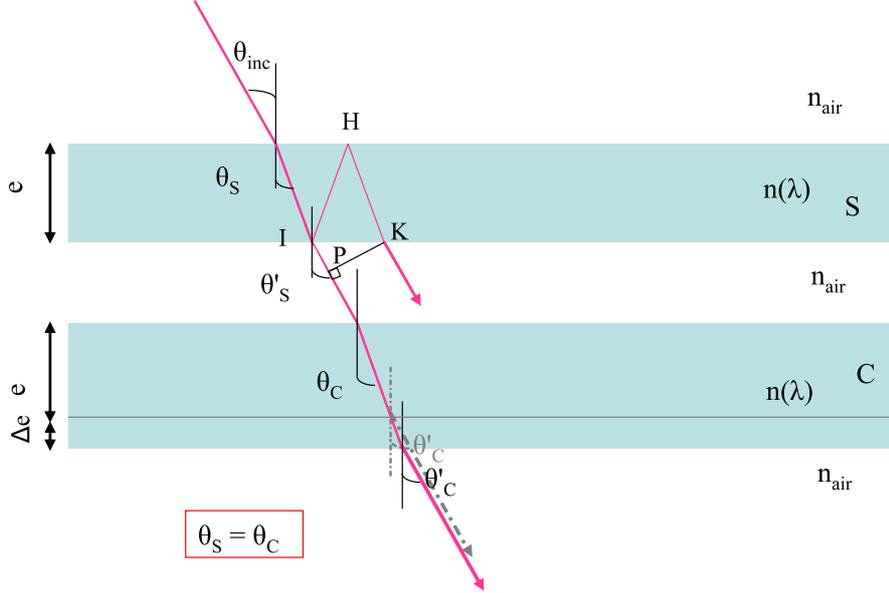


Fig. 7.9 – Angle de réfraction θ'_C en présence d'un défaut d'appariement $\Delta\theta$ des lames compensatrice (C) et séparatrice (S).

On déduit de (7.13), le décalage entre les deux voies de l'interféromètre s'écrivant de la manière suivante :

$$\delta_1 = 2 \times n(\lambda) \times \Delta e \times \cos(\theta) \quad (7.14)$$

Nous pouvons alors calculer l'ordre de grandeur du chromatisme du décalage entre les deux voies de l'interféromètre sur l'intervalle spectral 3-5 μm . Pour une différence d'épaisseur entre les deux lames du dispositif de séparation de $\Delta e = 5 \mu\text{m}$ et une variation d'indice de $\Delta n = n(\lambda = 3\mu\text{m}) - n(\lambda = 5\mu\text{m}) = 0.0189$ entre 3 et 5 μm pour le CaF_2 , $\theta = \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_{inc})}{n}\right)$ et $\theta_{inc} = 35^\circ$ soit :

$$\Delta\delta_1 = 2 \times \Delta n \times \Delta e \times \cos(\theta) = 0,17 \times 10^{-6} \text{ m}$$

Ainsi $\Delta\delta_1 \simeq 0,06\lambda$ soit un glissement éventuel de la frange d'ordre zéro de $\frac{1}{17}$ d'interfrange à $\lambda = 3 \mu\text{m}$ ce qui est très faible et sera vraisemblablement imperceptible.

7.3.1.2 Erreur angulaire du parallélisme des lames

Considérons maintenant le second cas (figure 7.10) où il existe un défaut de parallélisme entre les lames ($\Delta\theta \neq 0$) et une égalité parfaite de leur épaisseur ($\Delta e = 0$). Le décalage entre les deux voies de l'interféromètre déduit de l'équation 7.13 s'écrit alors de la manière suivante :

$$\delta_2(\lambda) = 2 \times n(\lambda) \times e \times (\cos(\theta_C) - \cos(\theta_S)) \quad (7.15)$$

Ajustement "statique" des éléments entre eux

Déterminons dans ce cas l'écriture de δ_2 en fonction de θ_S et $\theta'_S = \theta_{inc}$. Pour cela réécrivons $\cos(\theta_C)$:

$$\cos(\theta_C) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_C)} \quad (7.16)$$

$$\text{et } \cos(\theta_S) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_S)} \quad (7.17)$$

avec :

$$n \times \sin(\theta_C) = \sin(\theta'_C) \quad (7.18)$$

$$\text{et } n \times \sin(\theta_S) = \sin(\theta'_S) \quad (7.19)$$

Or, en présence d'un angle $\Delta\theta$ entre les lames compensatrice et séparatrice, l'angle de réfraction extérieur en sortie défini par la normale à lame compensatrice est égale à $\theta'_C = \theta'_S - \Delta\theta$. Cette relation est justifiée par le schéma 7.10.

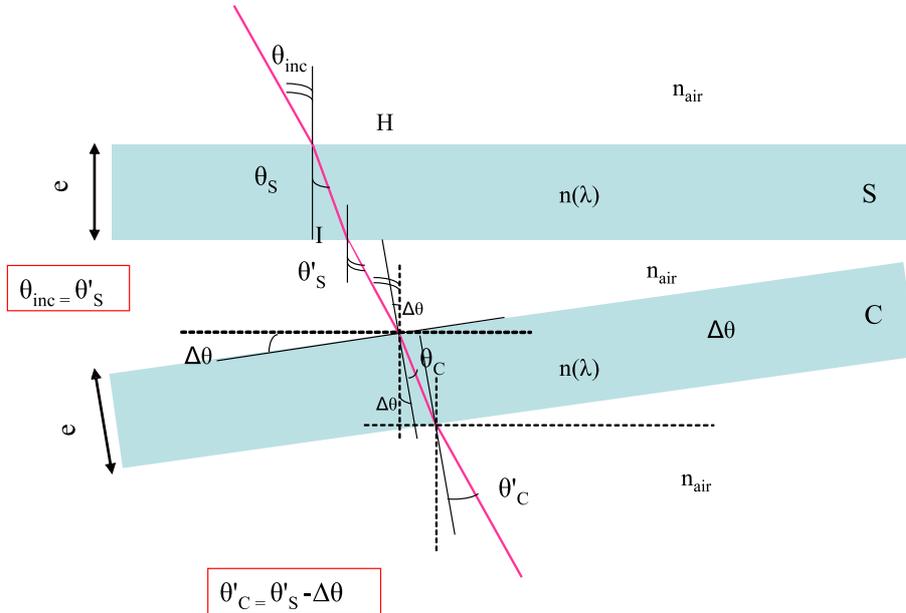


Fig. 7.10 – Angle de réfraction θ'_C en présence d'un basculement $\Delta\theta$ entre les lames compensatrice (C) et séparatrice (S).

D'où

$$n \times \sin(\theta_C) = \sin(\theta'_C) \quad (7.20)$$

$$= \sin(\theta'_S - \Delta\theta) \quad (7.21)$$

$$= \sin(\theta'_S) \times \cos(\Delta\theta) - \cos(\theta'_S) \times \sin(\Delta\theta) \quad (7.22)$$

$$\simeq \sin(\theta'_S) \times 1 - \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta \text{ pour } |\Delta\theta| \text{ petit} \quad (7.23)$$

d'où :

$$\sin(\theta_C) \simeq \frac{1}{n} (\sin(\theta'_S) - \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta) \quad (7.24)$$

$$\simeq \sin(\theta_S) - \frac{1}{n} \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta \quad (7.25)$$

il vient alors :

$$\sin^2(\theta_C) \simeq (\sin(\theta_S) - \frac{1}{n} \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta)^2 \quad (7.26)$$

$$\simeq \sin^2(\theta_S) - \frac{2}{n} \times \sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta \quad (7.27)$$

et l'on peut alors écrire à partir des équations 7.16 et 7.27 :

$$\cos(\theta_C) \simeq \sqrt{1 - \sin^2(\theta_S) + \frac{2}{n} \times \sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta} \quad (7.28)$$

$$\simeq \sqrt{\cos^2(\theta_S) + \frac{2}{n} \times \sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta} \quad (7.29)$$

$$\simeq \cos(\theta_S) \times \sqrt{1 + \frac{2}{n} \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos^2(\theta_S)}} \quad (7.30)$$

$$\simeq \cos(\theta_S) \times \left[1 + \frac{1}{n} \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos^2(\theta_S)} \right] \quad (7.31)$$

donc :

$$\cos(\theta_C) - \cos(\theta_S) \simeq \cos(\theta_S) \times \frac{1}{n} \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos^2(\theta_S)} \quad (7.32)$$

$$\simeq \frac{1}{n} \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos(\theta_S)} \quad (7.33)$$

et enfin on peut écrire l'expression de δ_2 en fonction de θ'_S tel que :

$$\delta_2(\lambda) \simeq 2 \times n(\lambda) \times e \times \frac{1}{n(\lambda)} \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos(\theta_S)} \quad (7.34)$$

$$\simeq 2 \times e \times \frac{\sin(\theta'_S) \times \cos(\theta'_S) \times \Delta\theta}{\cos\left(\arcsin\left(\frac{\sin(\theta'_S)}{n(\lambda)}\right)\right)} \text{ pour } |\Delta\theta| \text{ petit} \quad (7.35)$$

L'équation 7.35 montre que le non parallélisme des lames quantifié par le terme $\Delta\theta$ introduit un chromatisme de la différence de marche.

Les valeurs du décalage $\frac{\delta_2}{\Delta\theta}$ entre les deux voies de l'interféromètre avec un angle d'incidence sur la lame séparatrice $\theta'_S = \theta_{inc} = 35$ degrés, à la longueur d'onde λ comprise entre $3 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$ et en utilisant les informations de dispersion d'indice du CaF_2 sont illustrées dans la courbe 7.11.

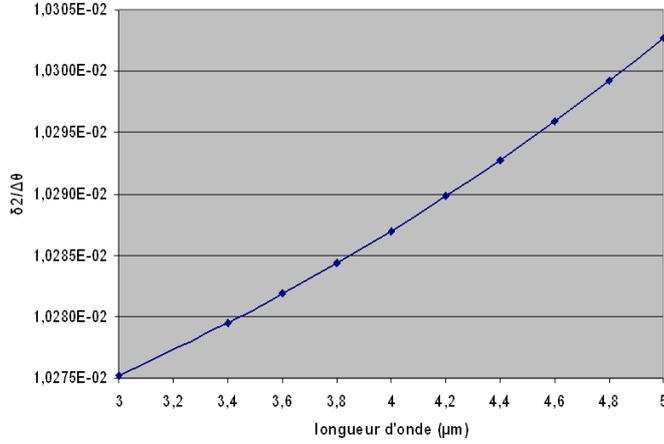


Fig. 7.11 – Décalage $\frac{\delta_2}{\Delta\theta}$ entre les deux voies de l'interféromètre pour $e=10$ mm, $\theta'_S = 35^\circ$ et $n(\lambda)$ du CaF_2 entre $3 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$.

On déduit de la figure 7.11 que sur l'intervalle entre 3 et $5 \mu\text{m}$, on a :

$$\frac{|\Delta\delta_2|}{|\Delta\theta|} = \frac{|\delta_2(3\mu\text{m}) - \delta_2(5\mu\text{m})|}{|\Delta\theta|} \quad (7.36)$$

$$\simeq 1,0303 \times 10^{-2} - 1,0275 \times 10^{-2} = 2,8 \times 10^{-5} \text{ m} \quad (7.37)$$

On peut déterminer l'écart de parallélisme $\Delta\theta$ entre les lames compensatrice et séparatrice afin que le chromatisme introduit par le non parallélisme des lames soit de l'ordre du dixième d'interfrange à la longueur d'onde $\lambda = 3 \mu\text{m}$ soit pour que :

$$\Delta\delta_2 < \frac{1}{10} \times \lambda \quad (7.38)$$

$$< 3,0 \times 10^{-7} \text{ m} \quad (7.39)$$

Pour la condition 7.39, on peut déduire l'inégalité sur $|\Delta\theta|$:

$$|\Delta\theta| < \frac{3,0 \times 10^{-7} \text{ m}}{2,8 \times 10^{-5} \text{ m}} = 0,011 \text{ rad ou } 37' \quad (7.39)$$

Les lames utilisées mesurant 60 mm de largeur, on peut donc estimer la précision sur les cales destinées à maintenir mécaniquement le parallélisme entre les lames égale à :

$$60 \text{ mm} \times \tan(0,011 \text{ rad}) = 0,6 \text{ mm} \quad (7.39)$$

ce qui est sans aucune difficulté de réalisation.

7.3.1.3 Absence de traitement anti reflet sur la lame compensatrice

La lame compensatrice du jeu de lames n'est pas traitée anti-reflet. Il en résulte l'apparition d'images parasites du fait des réflexions multiples sur les lames dans les voies de l'interféromètre. Ces images sont décalées en fonction de l'angle résiduel entre les lames. Les coefficients de Fresnel de réflexion énergétique sont définis, pour les polarisations transverses électrique (TE) et magnétique (TM) respectivement par :

$$R_{TE} = \left(\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (7.40)$$

$$R_{TM} = \left(\frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (7.41)$$

où θ_1 et θ_2 sont respectivement les angles des rayons incidents et réfractés au niveau d'une face de la lame.

En incidence à 35 degrés sur un matériau d'indice 1,41, le coefficient de Fresnel est de l'ordre de 5% en polarisation TE et de l'ordre de 2% en polarisation TM. Il est alors probable que la première réflexion parasite soit perceptible. Pour réduire cet effet, il faut superposer les images parasites (par un parallélisme précis des lames) et faire en sorte qu'elles diminuent le contraste des franges mais sans altérer la qualité d'imagerie.

Il faut donc superposer les images parasites en fixant le décalage de celles-ci à moins de la moitié du pas d'un pixel pour une focale de 100 mm, le décalage angulaire est égale à :

$$\frac{30\mu m}{2 \times 100mm} = 15'' \text{ (voire } 7'' \text{ en prenant en compte deux réflexions parasites successives)} \quad (7.42)$$

Ce résultat impose de maintenir les 60 mm de bras de levier des lames avec une précision égale à :

$$60mm \times \tan(7'') = 2 \mu m \quad (7.42)$$

De plus, pour que les franges d'interférence parasites ne soient pas perceptibles, le chemin optique parcouru dans l'espace entre les deux lames doit être très supérieur à la longueur de cohérence de la source analysée. Nous choisissons une distance d'espacement égale à 2 mm qui conduit à une différence de marche de 4 mm pour laquelle le contraste des franges pour un signal thermique entre 3 et 5 μm est totalement négligeable.

Ce résultat conduit à prévoir des cales de 2 mm d'épaisseur avec un appariement de 2 μm entre elles pour le maintien du parallélisme des lames séparatrice et compensatrice.

7.3.1.4 Conclusion

Les dessins de conceptions mécaniques de la figure 7.12 montrent la monture destinée à porter les lames de taille 75 \times 60 mm appariées en épaisseur à moins de 5 μm . Les lames sont tenues parallèles à l'aide de trois cales dont deux cavaliers et une cale rectangulaire (figure 7.12). Celles-ci, d'épaisseur égale à 2,00 mm et d'incertitude d'appariement entre elles égale à 2 μm , ont été rectifiées par l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique.

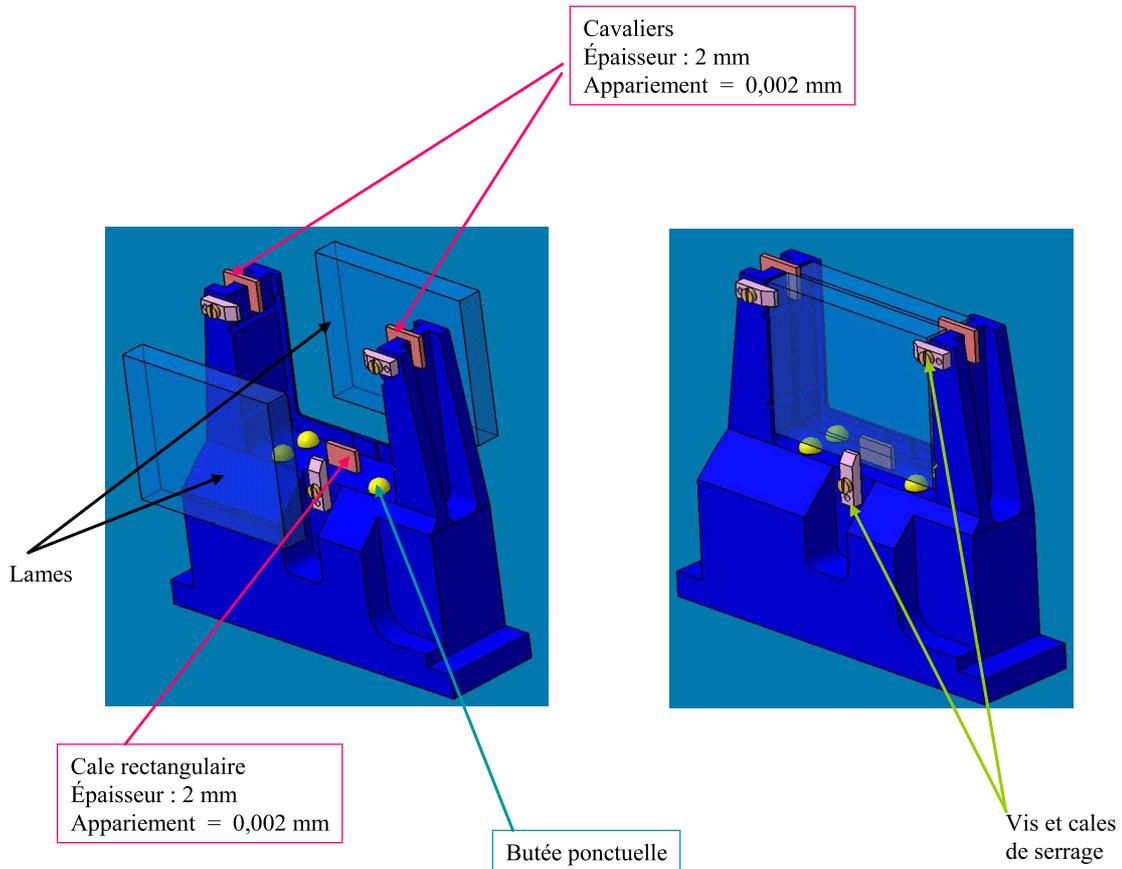


Fig. 7.12 – Incertitudes sur les pièces mécaniques du porte lame du dispositif de séparation de l'interféromètre.

Trois butées ponctuelles en PVC permettent d'éviter le contact direct entre les lames et le porte lame métallique. Trois ensembles de vis et cale de serrage permettent de fixer l'ensemble des pièces et de former un bloc monolithique. Le support est destiné à se glisser dans un emplacement sur la semelle de fixation des composants de l'interféromètre ; sa perpendicularité par rapport au plan de la semelle est donc assurée à la précision de la rectification mécanique. Le réglage fin des dièdres se fera en fonction de la position fixe de ce bloc de séparation.

7.3.2 Alignement relatif de l'objectif et du détecteur

La profondeur de foyer de l'objectif permet de déduire la tolérance angulaire α entre la perpendiculaire au capteur et l'axe de l'objectif. Avec l'objectif de DÉSIIR qui est ouvert à $F/4$, la profondeur de foyer est donnée par :

$$\frac{\lambda}{ON^2} = \frac{3 \times 10^{-6} \text{ m}}{\left(\frac{1}{2} \times \frac{1}{4}\right)^2} = 0,19 \text{ mm} \quad (7.42)$$

Sur la diagonale de 12,0 mm du capteur, cela donne donc un écart maximum de l'alignement des axes du capteur et de l'objectif égal à :

$$\arctan\left(\pm \frac{0,2}{12}\right) = \pm 1,0^\circ \quad (7.42)$$

Le plan de mise au point doit être au plus décalé de 0,1 mm d'un côté et de -0,1 mm de l'autre. Mécaniquement ces précisions d'alignement des axes de l'objectif et du détecteur sont faciles à tenir et sont assurées par plusieurs moyens ; Une semelle en caoutchouc d'épaisseur 1 mm disposé sous le bloc de détection permet de réduire les vibrations transmises par la machine à froid du détecteur. Quatre petites cales de 1 mm d'épaisseur permettent de surélever l'axe de l'objectif pour un alignement avec l'axe de la caméra (figure 7.14). Leurs axes sont ainsi alignés avec une incertitude inférieure à 1°.

7.3.3 Positionnement axial objectif/stop et miroir de réduction de flux de structure/détecteur

Une analyse à l'aide du logiciel de conception optique CODE V[®] montre que le positionnement axial du miroir de réduction de flux par rapport au détecteur n'est pas critique et n'a pas d'effet notable sur la qualité d'imagerie. Le positionnement axial de l'objectif par rapport au détecteur est néanmoins plus sensible. Le système dont nous disposons est en limite de diffraction sur tout le champ pour la mise au point nominale. La fonction de transfert commence à chuter pour un déplacement du détecteur de $\pm 0,1$ mm et à nettement chuter (sans devenir égale à 0) pour $\pm 0,2$ mm (profondeur de foyer donnée dans l'équation 7.3.2).

La tolérance de positionnement axial du bloc optique à sept lentilles par rapport au bloc caméra est Δd :

$$\Delta d \pm 0,1 \text{ mm} \quad (7.42)$$

Cette précision peut, de surcroît, être relaxée grâce au déplacement de la lentille L3.

Une cale placée entre le bloc de détection et l'objectif permet de placer ces deux éléments avec la précision déterminée (figure 7.13).

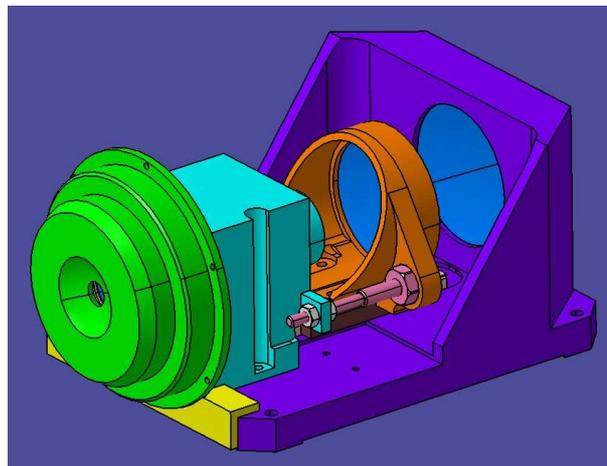


Fig. 7.13 – Cale de positionnement axial statique du détecteur et de l'objectif.

La figure 7.14 récapitule l'ensemble des moyens mécaniques prévus pour l'alignement des axes de l'objectif et du détecteur.

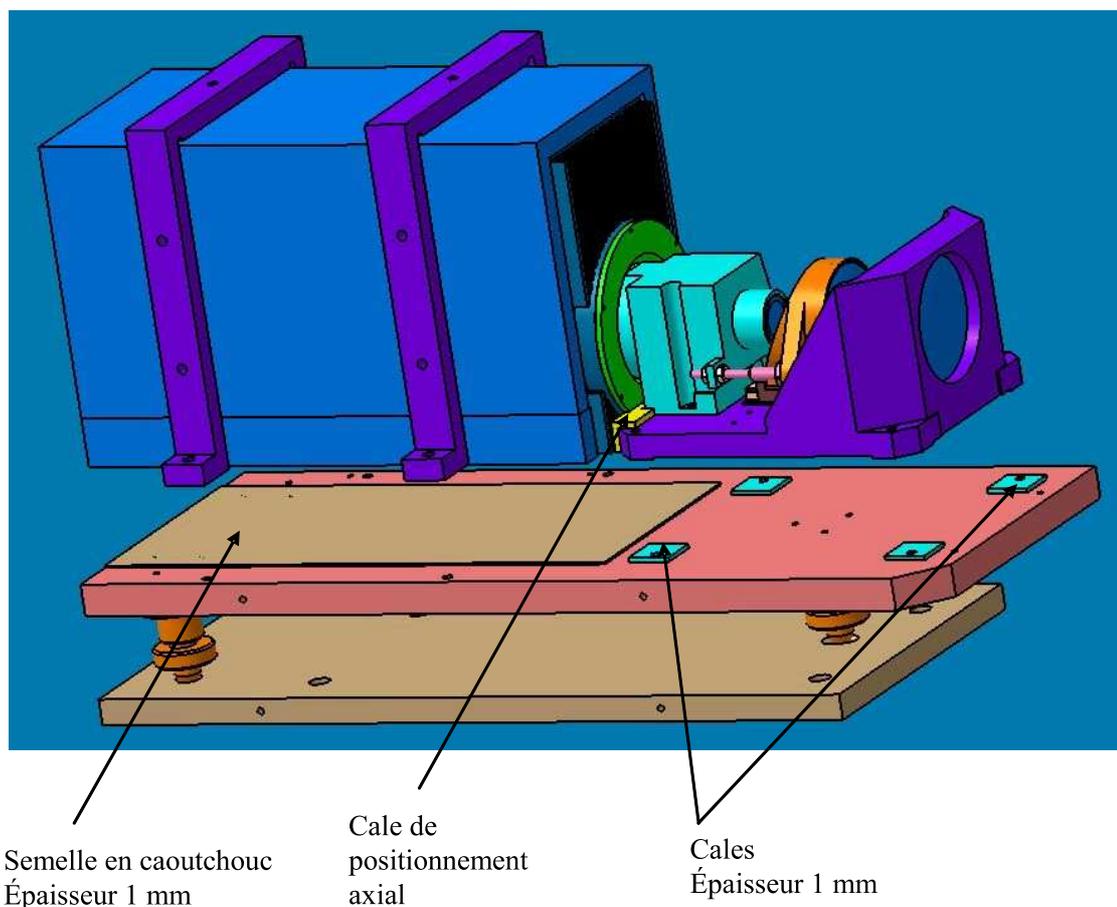


Fig. 7.14 – Positionnement statique de la caméra.

7.4 Rattrapage de mise au point par déplacement de la lentille L3 de l'objectif

Le réglage de mise au point, autorisé par le déplacement de la lentille L3, permet donc de rattraper une éventuelle erreur de positionnement axial du détecteur. Il sera utilisé, en pratique pour maximiser le contraste des franges. Un déplacement de l'objectif de Δz par rapport au détecteur est compensé par un déplacement d'environ $-\frac{\Delta z}{2}$ de la lentille L3. Le rattrapage redonne une fonction de transfert de modulation en limite de diffraction sur tout le champ jusqu'à un déplacement de ± 2 mm de l'objectif par rapport au détecteur ; au delà de cette valeur, le déplacement optimal de L3 n'est plus proportionnel à Δz . Dans la pratique, nous prévoyons une course de la lentille L3 égale à $\pm 1,5$ mm. Notons que ce rattrapage change la focale de l'objectif. Cela conduit à une variation du champ angulaire vu par la caméra et donc de l'interfrange pour un réglage donné de l'interféromètre imposant ainsi une recalibration des différences de marche.

7.5 Réglage du pas des franges et de la position de la frange d'ordre 0

7.5.1 Position de la frange 0 et déplacement axial d'un dièdre

La translation longitudinale du dièdre sur l'axe optique fait varier la différence de marche entre les rayons des deux voies de l'interféromètre et donc la position de la frange centrale du système des N franges d'interférence dans le champ sans faire varier le pas ([9] p.89). Le schéma 7.15 illustre ce principe dans une configuration simple où la lame séparatrice supposée infiniment mince est placée à 45 degrés sur l'axe optique pour des rayons passant par les arêtes des dièdres :

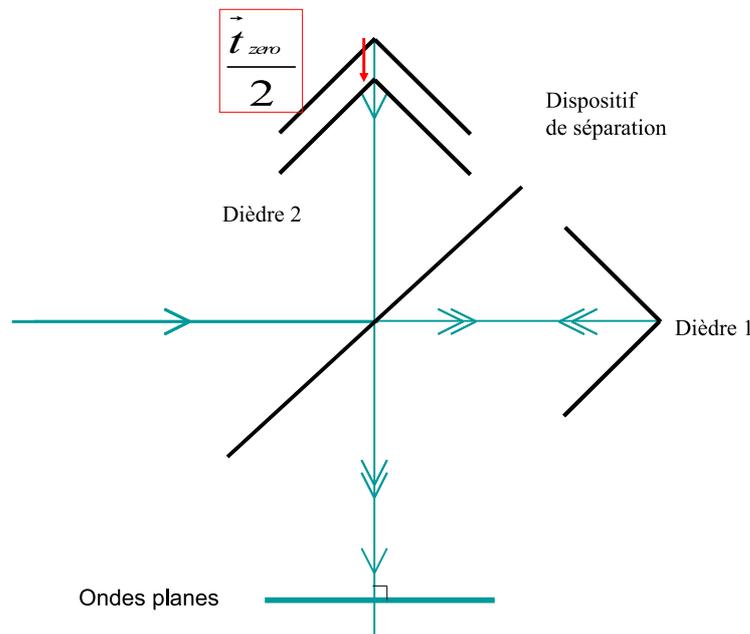


Fig. 7.15 – Translation axiale sur un dièdre de l'interféromètre.

Ainsi une translation axiale $\frac{\vec{t}_{zero}}{2}$ appliquée à un dièdre sur une des deux voies raccourcit ou allonge le chemin optique sur cette voie de $\|\vec{t}_{zero}\|$ (trajet aller-retour du rayon réfléchi sur le dièdre). A $\lambda_{min} = 3 \mu m$, un ensemble de 160 franges (nombre maximal sur le détecteur de 320 pixels) est parcouru en $160 \times \lambda_{min} = 0,48 \text{ mm}$ de variation de différence de marche et donc :

$$\frac{t_{zero}}{2} = 0,24 \text{ mm}$$

Si on considère une précision du réglage égale à quelques franges près, soit quelques λ en différence de marche, on doit avoir une course minimale de 0,24 mm et une résolution de l'ordre de quelques $\frac{0,003}{2} = 0,0015 \text{ mm}$ soient quelques micromètres. Toutefois, pour rattraper d'éventuelles incertitudes de positionnement absolu des dièdres, une course mécanique de plusieurs millimètres a été implémentée.

7.5.2 Pas des franges et déplacement transverse d'un dièdre

La translation transversale du dièdre de $\frac{\vec{t}_{pas}}{2}$ translate le rayon de sortie par rapport au rayon de sortie initiale de \vec{t}_{pas} , ce qui change le pas des franges quasi-rectilignes et équidistantes.

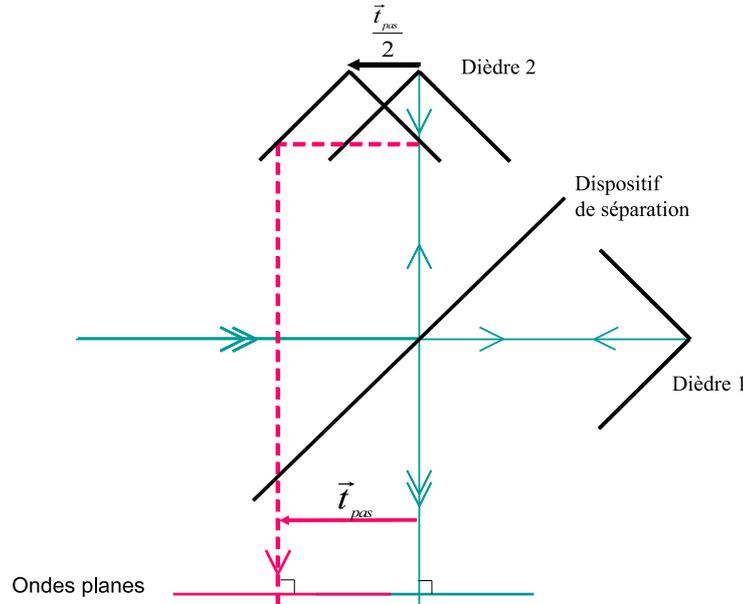


Fig. 7.16 – Translation transverse sur un dièdre de l'interféromètre.

Le fonctionnement de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits (figure 7.16) montre que la différence maximale de différence de marche introduite est égale à :

$$\pm\delta_{max} = t_{pas} \times \sin(\pm\theta_{h\ max}) \quad (7.41)$$

avec $\theta_{h\ max}$ le demi angle de champ horizontal maximal égale à $\pm 0,0480$ rad soit $2,74^\circ$ pour un détecteur de 320 pixels horizontaux de $30\ \mu m$ de pas et une focale de 100 mm. Ainsi pour aller de $-80\lambda_{min}$ à $+80\lambda_{min}$ (160 franges visibles dans le champ à $3\ \mu m$), il faut donc :

$$\frac{t_{pas}}{2} = \frac{1}{2} \times \frac{80 \times 0,003\ mm}{\sin(0,0480\ rad)} \quad (7.41)$$

$$\frac{t_{pas}}{2} = 2,5\ mm$$

Pour aller de 0 frange à 160 franges à $3\ \mu m$, il faut donc une translation transverse d'un dièdre par rapport à l'autre d'environ 2,5 mm. notre course mécanique permettra de faire ± 3 mm.

7.5.3 Moyens mécaniques prévus pour ces réglages

Les dièdres sont déplacés manuellement par des mouvements de translation à butée micrométrique dessinés par l'atelier mécanique de l'Institut d'Optique de pas du filetage de 0,2 mm et de sensibilité égale $0,6\ \mu m$. Ainsi, deux translations, l'une transversale et l'autre axiale s'effectuent chacune sur un seul des deux dièdres pour le réglage du pas des franges

d'interférence et de la position de la frange centrale respectivement. La figure 7.17 illustre le mouvement mécanique de translation latérale du dièdre placé sur un chariot dont un ressort permet une translation à roulement à billes déplacé par une butée micrométrique associée à un ressort de rappel. La rotation autour d'un axe est permise par un système de deux billes dans une rainure en "v" écartées de manière fixe par une tige.

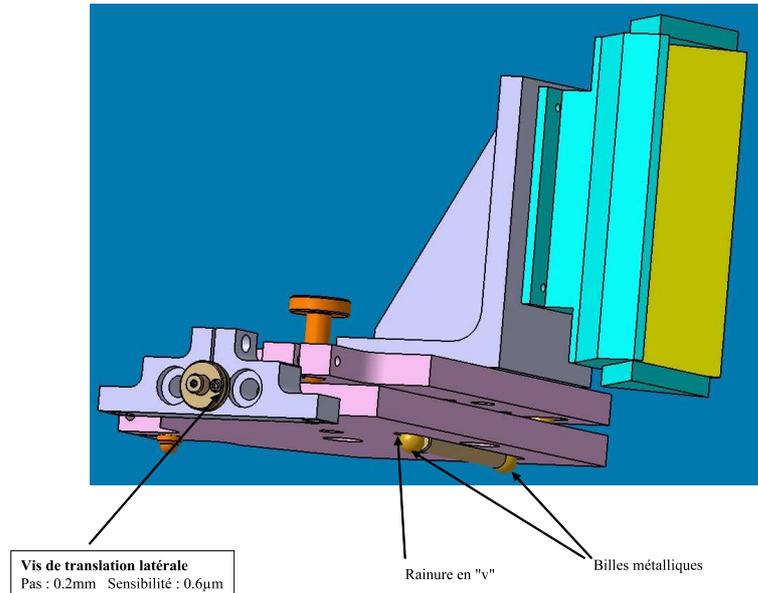


Fig. 7.17 – Mouvement mécanique de translation latérale du dièdre placé sur un chariot de translation à butée micrométrique de pas égal à 0,2 mm avec une sensibilité égale à 0,6µm.

7.6 Ajustements fins de l'orientation des dièdres

Les mouvements mécaniques prévus doivent permettre de superposer les images issues des deux voies de l'interféromètre à mieux que 15". La figure 7.18 donne le repère dans lequel chaque dièdre est placé.

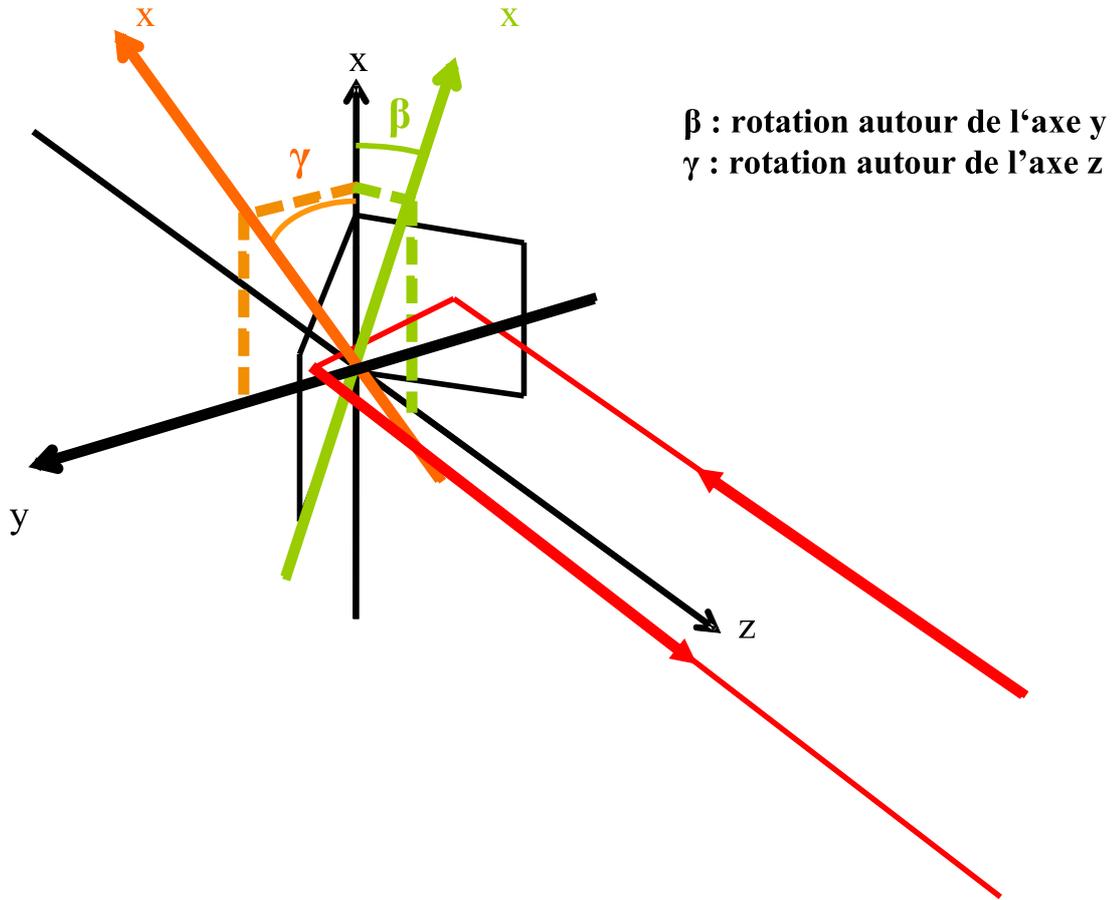


Fig. 7.18 – Deux degrés de liberté des arêtes des dièdres. La direction de propagation des rayons tracés correspond au cas où $\beta = \gamma = 0$

L'axe z est l'axe optique nominal. L'axe x correspond localement à la direction de l'arête du dièdre. Une rotation de l'un des dièdres autour de l'axe y et/ou z induit une déviation du rayon réfléchi. En étudiant indépendamment chacune de ces deux rotations, nous pouvons déterminer l'angle de rotation maximal permis entre l'arête d'un dièdre et l'image de l'arête de l'autre dièdre par la lame semi réfléchissante afin que la déviation entre les rayons des deux voies de l'interféromètre n'excède pas les 15" fixées par notre critère de contraste des interférences.

7.6.1 Bascullements des dièdres (rotation β)

Définissons l'angle de champ par (θ_x, θ_y) tel que

$$\vec{u} = \begin{bmatrix} \tan(\theta_x) \\ \tan(\theta_y) \\ 1 \end{bmatrix} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)}} \quad (7.40)$$

où \vec{u} est un vecteur directeur du rayon considéré.

Pour un angle de champ suivant θ_x seulement, la rotation pure d'un angle β autour de l'axe y du dièdre (figure 7.18) induit une déviation d'une quantité 2β du rayon réfléchi par rapport à la direction du rayon réfléchi par le dièdre en position nominale. En effet la

rotation autour de l'axe y est indépendante de l'inclinaison du rayon incident et l'effet sur le rayon réfléchi est identique à celui induit par une rotation d'un miroir plan.

En se conformant à notre critère de qualité d'imagerie et en présence de ce seul défaut, la déviation entre les rayons des deux voies de l'interféromètre est égale à :

$$D_{max}^{\beta} = 2\beta = 15'' \quad (7.41)$$

d'où l'on peut déduire une rotation maximale permise entre les arêtes des deux dièdres de :

$$|\beta|_{max} \simeq \pm 7'' \quad (7.41)$$

Pour une inclinaison des rayons θ_y non nulle mais faible, l'effet de la rotation β du dièdre reste essentiellement la même que pour un miroir plan et la rotation maximale permise de $7''$ reste un bon ordre de grandeur.

7.6.2 Rotation des dièdres autour de l'axe optique (rotation γ)

Contrairement à la rotation précédente, le décalage des rayons dû à cette rotation dépend de l'angle de champ de manière radiale. La rotation d'un angle γ du dièdre produit une simple rotation d'angle 2γ de l'image vue par la caméra. Pour l'angle de champ radial θ (où $\tan^2(\theta) = \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)$), la déviation est donnée par :

$$D^{\gamma} \simeq \tan(\theta) \times 2\gamma \quad (7.42)$$

pour $|\gamma| \ll 1$ rad.

et l'on a, avec le critère défini en début de chapitre :

$$D_{max}^{\gamma} = \tan(\theta_{max}) \times 2\gamma < 15'' \quad (7.43)$$

où le demi angle de champ maximal θ_{max} correspondant à la diagonale du détecteur CEDIP de taille 320 x 240 pixels au pas de $30 \mu m$ et pour une distance focale de 100 mm donné par :

$$\tan(\theta_{max}) = \left(\frac{\sqrt{160^2 + 120^2} \times 30 \cdot 10^{-6}}{100 \cdot 10^{-3}} \right) \simeq 0,0600 \text{ rad (soit } 3,44^\circ) \quad (7.44)$$

Avec le critère d'un décalage d'un demi rayon de la tache d'Airy, cela donne pour ce défaut seul, un écart angulaire tel que :

$$2\gamma < \frac{D_{max}^{\gamma}}{\tan(\theta_{max})} \quad (7.45)$$

$$\gamma_{max} \simeq \pm 2' \quad (7.45)$$

7.6.3 Mouvement mécaniques prévus

Les rotations γ et β décrites précédemment dans un repère fixe décrivent, en fonction de la direction de déplacement des chariots des dièdres, les mouvements de roulis (pour une rotation autour de l'axe de déplacement du dièdre) et de tangage (pour un basculement du dièdre). Deux rotations par bras de levier pour le roulis et le tangage sont prévues sur les chariots de translation à butée micrométrique pour le réglage du parallélisme des arêtes des dièdres. Le mouvement de roulis est réalisé manuellement sur chacun des deux dièdres à l'aide de vis de pas de filetage de 0,5 mm avec une sensibilité de l'ordre du centième de

Miroir de balayage et platine de rotation motorisée

tour sur un levier de 113,5 mm sur un dièdre soit avec une précision angulaire de l'ordre de $\frac{0,005}{113} = 4,4 \times 10^{-5} \text{ rad} \simeq 9''$. Sur le second dièdre, le tangage est effectué avec la même précision angulaire et le mouvement de roulis est réalisé à l'aide d'une vis de pas égal à 0,5 mm avec la même sensibilité que précédemment mais sur un levier de 108 mm soit une précision angulaire de $\frac{0,005}{108} = 4,6 \times 10^{-5} \text{ rad} \simeq 9''$.

Les contraintes sur les mouvements de roulis et de tangage ont nécessité une grande qualité mécanique pour les mouvements des dièdres. Le bureau d'étude mécanique de l'Institut d'Optique a donc conçu un double système de réglage "statique" à l'aide de molettes pour les rotations des dièdres et "dynamique" à l'aide de vis de grande sensibilité (de l'ordre 0,6 μm) pour les translations axiale et latérale. La figure 7.19 illustre l'ensemble du dispositif mécanique prévu pour permettre les réglages de l'interféromètre décrits dans les sections 7.5 et 7.6.

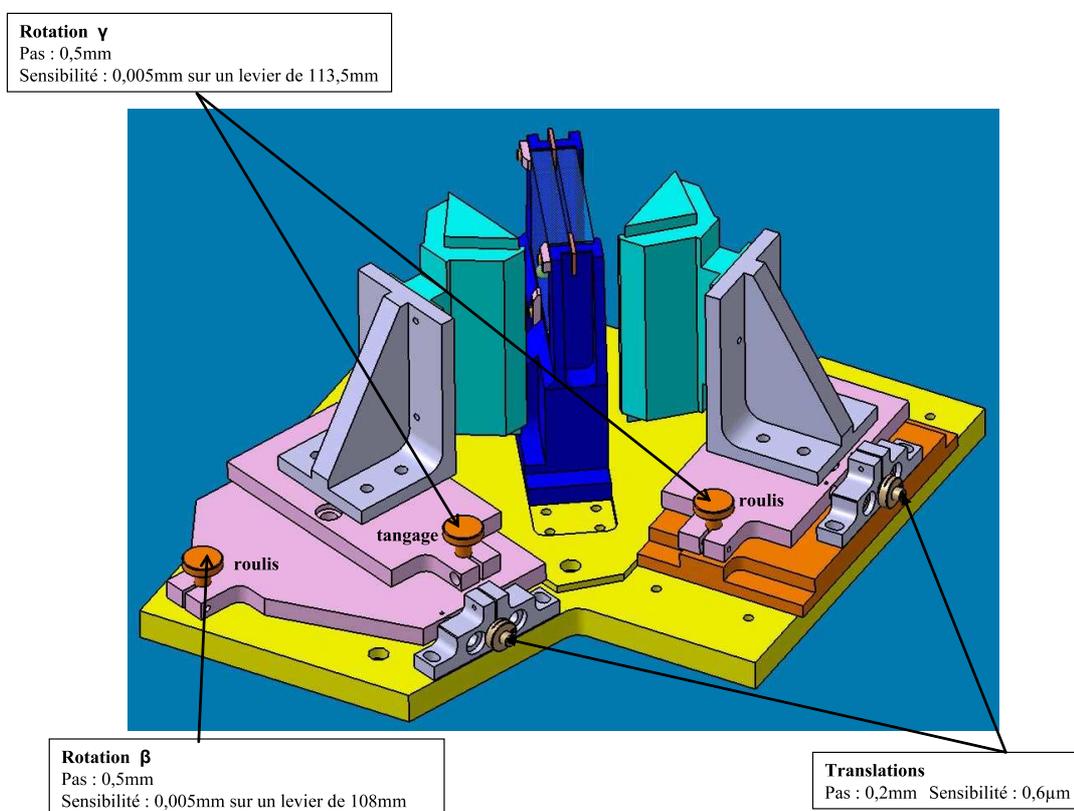


Fig. 7.19 – Dispositif mécanique pour le réglage de la position de la frange centrale et du pas des franges et pour les ajustements fins de l'orientation des dièdres

7.7 Miroir de balayage et platine de rotation motorisée

La fonction d'interféromètre imageur de DéSIIR nécessite un balayage de la scène. L'ensemble du dispositif étant fixé sur un breadboard, il est difficile de le déplacer pour réaliser les acquisitions. C'est un miroir entraîné par une platine de rotation motorisée qui permet de déplacer la scène vis à vis de l'interféromètre imageur. Une commande électronique ma-

nuelle permet d'adapter la vitesse de rotation à la fréquence trame et au temps d'acquisition nécessaire pour balayer trois fois le champ de la scène étudiée.

Le miroir est placé, en position nominale d'imagerie, à 35 degrés sur l'axe optique.

L'angle de rotation est égale à trois fois le demi angle de champ de la caméra de $\pm 2,74$ degrés soit un balayage de la scène sous un angle de 16,4 degrés. Avec une sécurité de 20% de l'angle, l'angle de rotation à prévoir pour le miroir de balayage est égale à :

$$3 \times (\pm 2,74 \pm 20\%) = \pm 9,9^\circ$$

avec une résolution correspondant à la moitié d'un pixel de pas $30 \mu\text{m}$ à la focale 100 mm soit :

$$\pm \arctan \frac{15 \times 10^{-6}}{100 \times 10^{-3}} = \pm 1,5 \times 10^{-4} \text{rad} = \pm 0,004^\circ = \pm 15''$$

Le miroir de balayage, de diamètre 100 mm, est commandé avec précision à l'aide d'une platine de rotation micrométrique à moteur pas à pas UE31PP et d'un contrôleur TL78 de Microcontrôle Newport pour le déplacement de la scène au regard de l'interféromètre. Sa position sur l'axe optique est donnée à 85 mm de la lame compensatrice (figure 7.20).

7.8 Présentation de l'instrument complet

Après l'étape du dimensionnement, l'étude des tolérances sur chaque degré de liberté du dispositif nous ont permis de concevoir l'architecture opto-mécanique (figure 7.20) permettant le fonctionnement et le réglage précis du spectro-imageur expérimental sans vignettage. Le dispositif mécanique a été conçu par le bureau d'étude mécanique de l'Institut d'Optique.

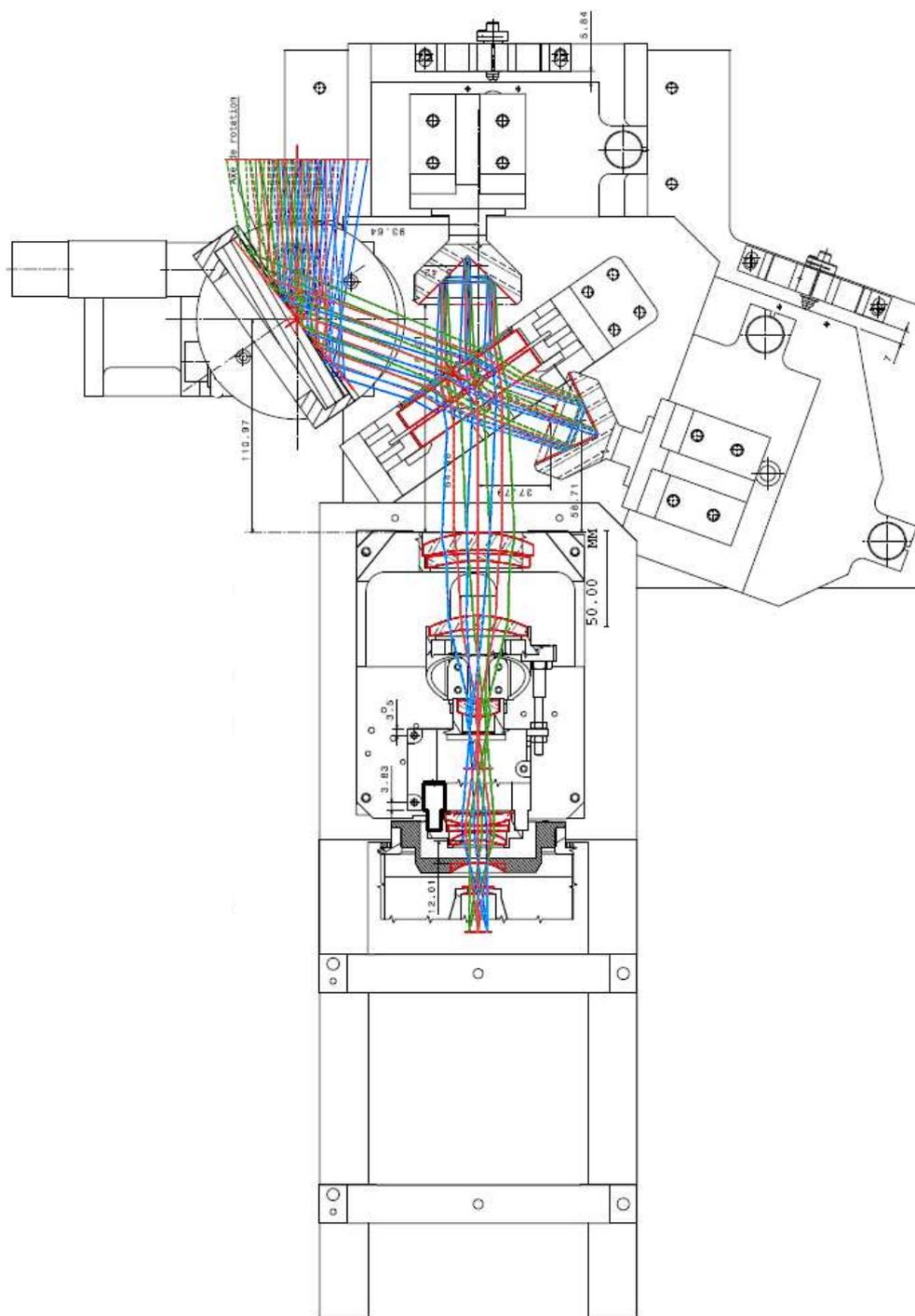
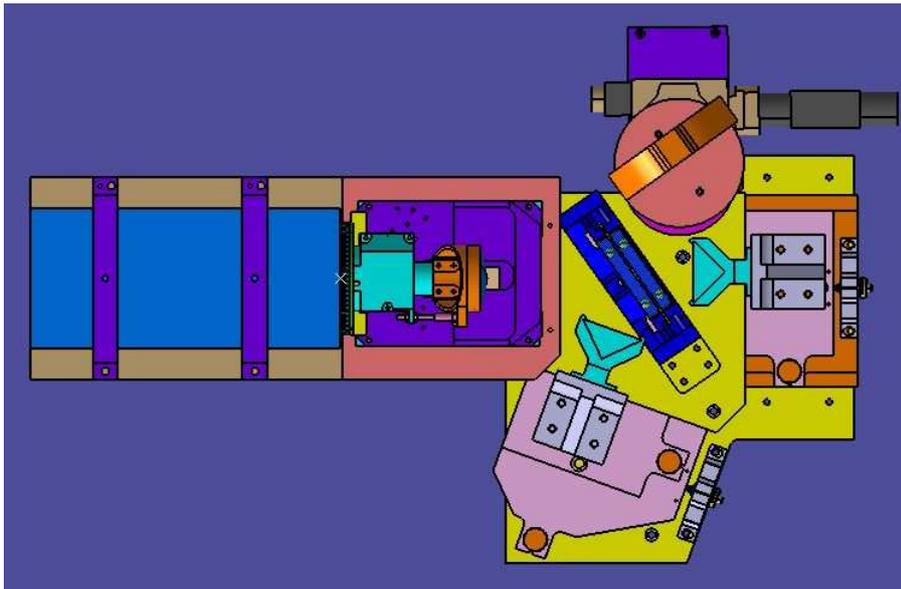


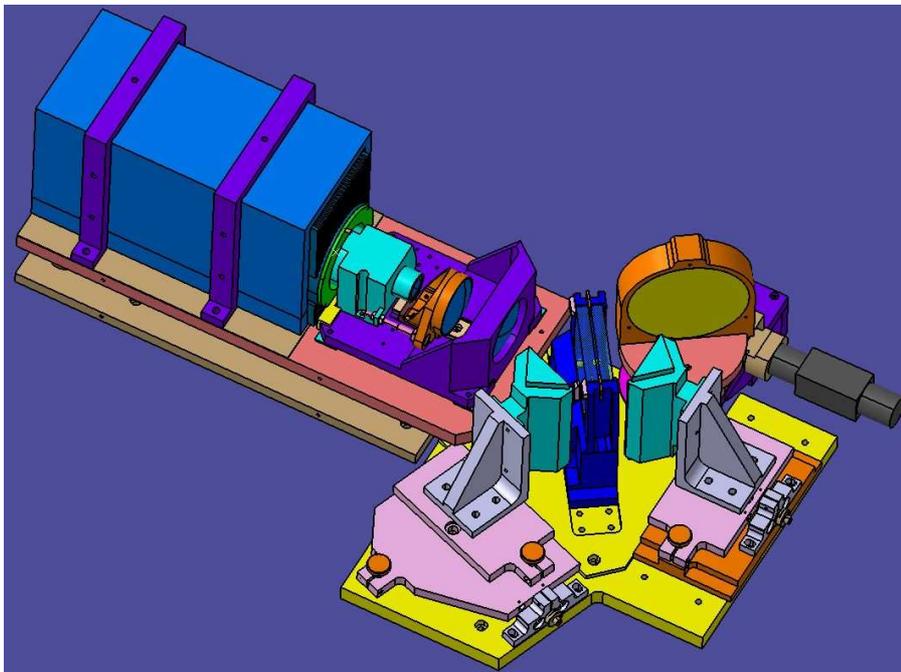
Fig. 7.20 – Spectro imageur par TF expérimental DESIR. Montage opto-mécanique. Le dispositif mécanique a été conçu par le bureau d'étude mécanique de l'Institut d'Optique.

L'ensemble des composants de l'interféromètre est fixé sur une semelle métallique rigide elle même fixée sur un breadboard. Le support de la caméra complète (bloc de détection, miroir de réduction de flux de structure et objectif) est aussi fixé sur le breadboard. Le miroir de balayage sur sa platine motorisée est amenée au contact de la semelle de l'interféromètre avec précision à l'aide d'une cale.

Les figures 7.21 a et b illustrent le montage mécanique de l'interféromètre et de la caméra laissant apparaître les vis de réglage des dièdres, de blocage des lames dans leur support. Le breadboard sur lequel est fixé l'ensemble n'est pas représenté.



a



b

Fig. 7.21 – Montage mécanique de l'interféromètre imageur DéSIIR.

Chapitre 8

Mise en oeuvre de DéSIIR et exploitation des résultats

8.1 Introduction

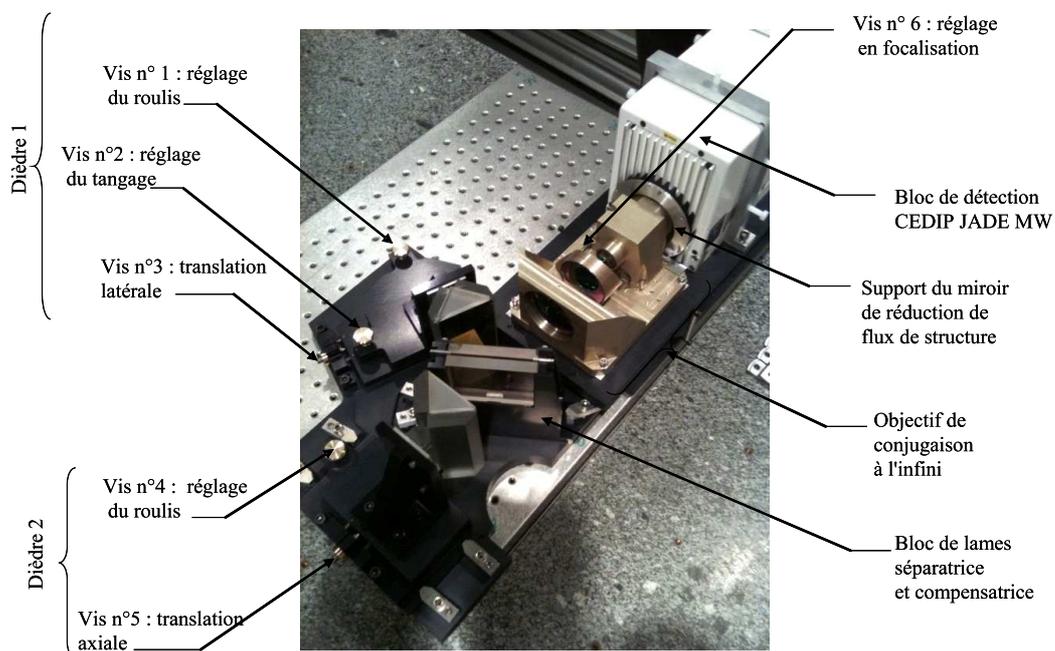
Dans ce chapitre, nous décrivons, tout d'abord, les étapes de réglage et de mise en oeuvre du démonstrateur DéSIIR réalisé. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus en mode non imageur permettant d'acquérir le spectre global d'une scène. Enfin, nous ouvrirons quelques perspectives de travail et montrerons, spectro-images obtenues à l'appui, le potentiel de DéSIIR en mode imageur entre 3 et $5\mu\text{m}$.

8.2 Protocole de réglage et calibration

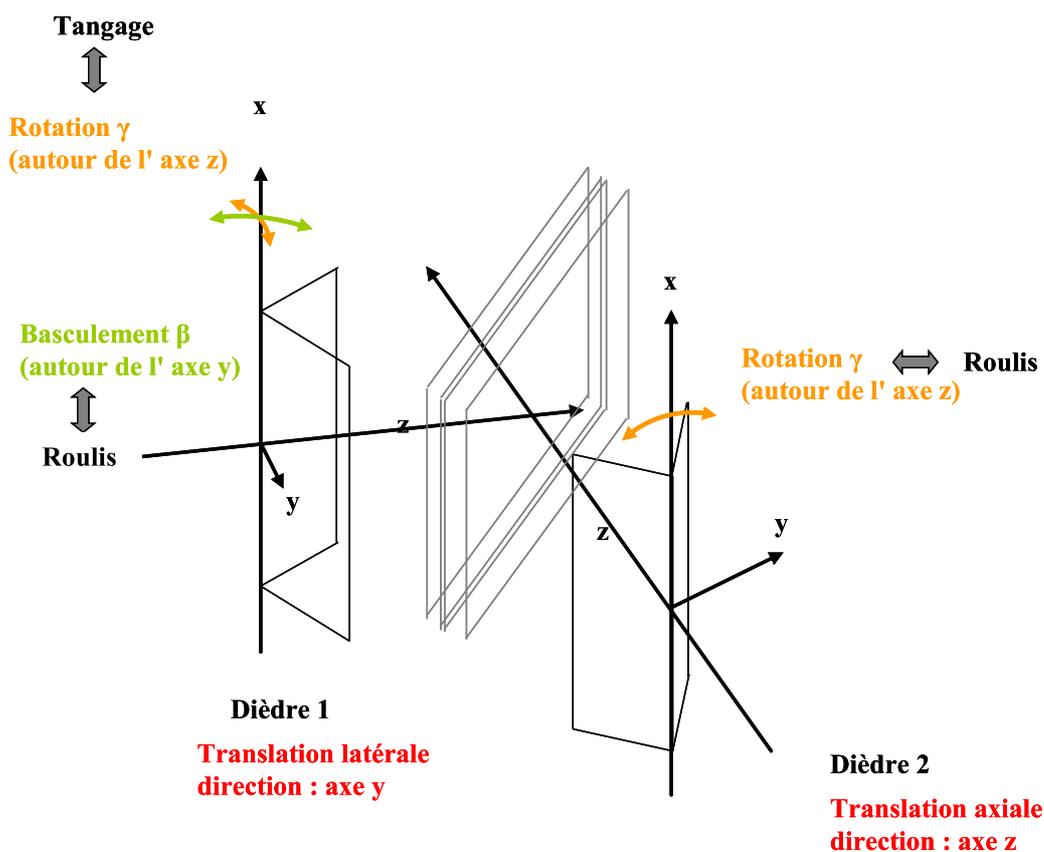
Dans cette section, nous décrivons les différentes étapes de réglage et de calibration nécessaires à la mise en oeuvre de DéSIIR. Nous avons choisi les matériaux des composants optiques de l'interféromètre, tels que les miroirs des dièdres avec un revêtement d'or et les lames du dispositif de séparation composées de CaF_2 transparent dans le visible, de manière à rendre possible le réglage de l'interféromètre dans ce domaine spectral. Dans cet intervalle spectral les sources lumineuses et les optiques sont, en effet, moins coûteuses que dans l'infrarouge et plus disponibles en laboratoire et surtout, les réglages y sont plus simples car de nombreux contrôles visuels sont possibles en de nombreux endroits de l'interféromètre. L'objectif du réglage que nous décrivons dans cette section est d'obtenir des franges d'interférence dans l'infrarouge dont on choisira le pas et la position de la frange d'ordre zéro.

8.2.1 Montage mécanique et prise en main

La figure 8.1a représente une photographie du montage réalisé. Les dièdres sont fixés sur des chariots mobiles positionnés à côté du dispositif de séparation statique sur une semelle commune à l'ensemble de l'interféromètre. Des vis de réglages assurent les mouvements sur les dièdres (décrits dans la section 7.6 et la figure 7.19) et permettent le réglage en rotation, à l'aide de la vis 2 pour le tangage et des vis 1 et 4 pour le roulis, et le réglage en translation, à l'aide de la vis 3 pour la translation latérale et de la vis 5 pour la translation axiale (figure 8.1b).



a



b

Fig. 8.1 – a) Interféromètre imageur complet sauf miroir de balayage. b) Rappel sur les réglages des dièdres définis dans la section 7.6.3.

Protocole de réglage et calibration

La caméra est composée du bloc de détection CEDIP JADE MW dont le dewar est ouvert à F/2, d'un miroir de réduction de flux de structure et d'un objectif de focale 100 mm ouvert à F/4 réglable en focalisation à l'aide d'une molette (vis 6 figure 8.1) par le positionnement de la lentille mobile. L'ensemble est fixé sur un support indépendant de l'interféromètre. Ce support est amovible et repositionnable avec précision pour permettre les calibrations nécessaires de la caméra complète sans dérégler le système.

Le miroir de réduction de flux de structure dont seul le support est visible dans la figure 8.1 permet au détecteur de voir uniquement la réflexion des éléments froids à l'intérieur de l'enceinte froide du dewar (section 6.1.2.1).



Fig. 8.2 – Vue coté détecteur du miroir de réduction de flux de structure.

La figure 8.2 montre une vue coté détecteur du miroir de réduction de flux de structure dont la surface polie est d'une bonne qualité optique dans le visible et donc d'une excellente qualité dans l'infrarouge compte tenu du rapport des longueurs d'onde entre le domaine du visible et de l'infrarouge de l'ordre de 10. Le polissage a été réalisé à l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique.

8.2.2 Réglage en rotation et en translation des dièdres pour l'obtention des franges d'interférence

Le réglage de l'interféromètre doit permettre de rendre parallèles les faisceaux laser d'alignement dédoublés et translatés d'un vecteur \vec{t} . Il est nécessaire, pour cela, d'ajuster le parallélisme des arêtes des dièdres entre elles et avec le dispositif de séparation qui est fixe. Par construction mécanique du support des lames, son orthogonalité avec la semelle de référence du plan de base de l'interféromètre est vérifiée à quelques minutes d'arc près. Le parallélisme de l'arête d'un dièdre avec l'image de l'autre par la lame séparatrice sera obtenu grâce aux ajustements en rotation γ et basculement β des dièdres autorisés par les vis 1, 2 et 4.

Pour régler l'interféromètre, on envoie, dans l'interféromètre, deux faisceaux laser rouges collimatés dans des directions différentes et on ajuste les rotations et basculements des dièdres ainsi que la translation latérale afin de superposer en champ proche (à environ 10 cm) et en champ lointain (à environ 3m) les faisceaux dédoublés. Ce réglage s'effectue en réalisant tout d'abord un alignement en translation latérale entre les deux voies en utilisant la vis 3 sur le dièdre 1 (figure 8.1). Nous superposons ensuite ces images en rotation en

utilisant les vis 1 et 4 sur les deux dièdres afin d'optimiser la superposition en champ lointain des spots dédoublés de chacun des deux faisceaux laser.

L'introduction d'une différence de marche entre les deux voies (à l'aide des vis 3 et 5) et d'un réglage fin de l'arête de dièdres (à l'aide de la vis 2) permettent alors d'observer des franges d'interférence dans la zone de recouvrement des faisceaux laser rouges issus des deux voies. On place la caméra infrarouge réglée à l'infini à la sortie de l'interféromètre; on observe de manière nette et contrastée des franges rectilignes sur l'écran de contrôle qui sont donc des franges d'égale inclinaison localisées à l'infini. La figure 8.3 est une des images de la séquence acquise lorsqu'un corps noir de température uniforme est placé à l'entrée de l'interféromètre.

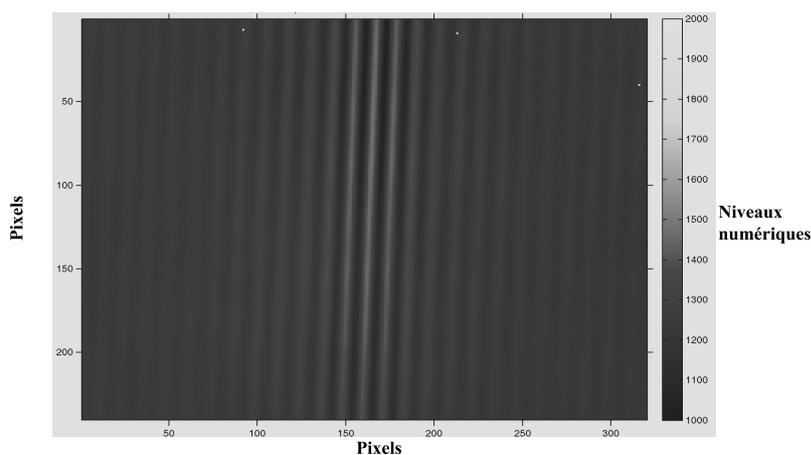


Fig. 8.3 – Observation de franges quasi rectilignes dans l'infrarouge sur l'intervalle spectral de réponse de la caméra après optimisation des différents réglages de roulis, de tangage, de translation axiale et latérale.

Compte tenu du déphasage entre les faisceaux issus des deux voies de l'interféromètre dépendant de leur vecteur d'onde et de leur translation \vec{t} , il a été montré (p.89 [9]) que dans le cas d'une translation transversale, les franges forment des hyperboles pouvant être approximées au premier ordre par des droites parallèles à l'axe y du plan (x,y) de détection et équidistantes. Nous supposons cette hypothèse valide dans la suite de l'étude dans la mesure où notre objectif à 100 mm à un champ angulaire relativement faible de l'ordre de $\pm 2,74^\circ$.

8.2.2.1 Pas des franges

Le pas des franges peut être réglé à l'aide de la translation transversale (vis 3 figure 8.1) entre les dièdres. L'objectif de ce réglage est de pouvoir échantillonner l'interférogramme dans des conditions optimales. Pour cela, dans le respect du théorème d'échantillonnage de Shannon, le pas des franges à la longueur d'onde minimum λ_{min} est gardé inférieur à la fréquence de Nyquist du capteur (voir équation 6.5).

Nous choisissons ainsi d'étaler une frange sur plus de deux pixels. Un compromis entre résolution spectrale et bruit du détecteur nous amène à régler le pas des franges de manière à avoir une frange "moyenne" sur l'intervalle 3-5 μm sur environ 3,3 pixels soit, en pratique, environ 96 franges à environ 4 μm sur le détecteur CEDIP JADE de 320 pixels. Le pas des franges est tel que $\sigma_{max} = 3/4\sigma_{Nyq}$. Cela correspond à une résolution de l'ordre de (voir

équation 6.4) :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{96 \times 4\mu\text{m}} \simeq 26\text{cm}^{-1} \quad (8.0)$$

dans le cas d'un interférogramme non nécessairement symétrique. Cette résolution spectrale est satisfaisante compte tenu des résolutions récemment atteintes entre 3 et $5\mu\text{m}$ [37] et entre 8 et $12\mu\text{m}$ [38].

8.2.2.2 Position des franges

Le réglage de la position de la frange centrale est réalisable grâce à la translation axiale sur le dièdre 2 (vis 5 de la figure 8.1). Dans la pratique, nous positionnons la frange d'ordre zéro au centre du champ et non pas en bord de champ afin de pouvoir estimer le spectre par transformée de Fourier sans difficulté calculatoire ni hypothèse de symétrie de l'interféromètre.

L'inclinaison des franges d'interférence, que nous constatons dans la figure 8.3, dépend de l'orientation des dièdres en rotation autour de l'axe optique de l'interféromètre.

La figure 8.4a illustre l'image obtenue lorsque l'on place un corps de température uniforme égale à 30°C à l'entrée de l'interféromètre avec la frange d'ordre zéro placée au centre du champ. La figure 8.4b donne l'interférogramme moyen calculé sur plusieurs lignes de l'image 8.4a après avoir tourné les franges d'un angle égal à l'angle d'inclinaison des franges de l'interféromètre (ici égale à environ $1,87^\circ$) par rapport à l'axe vertical du détecteur.

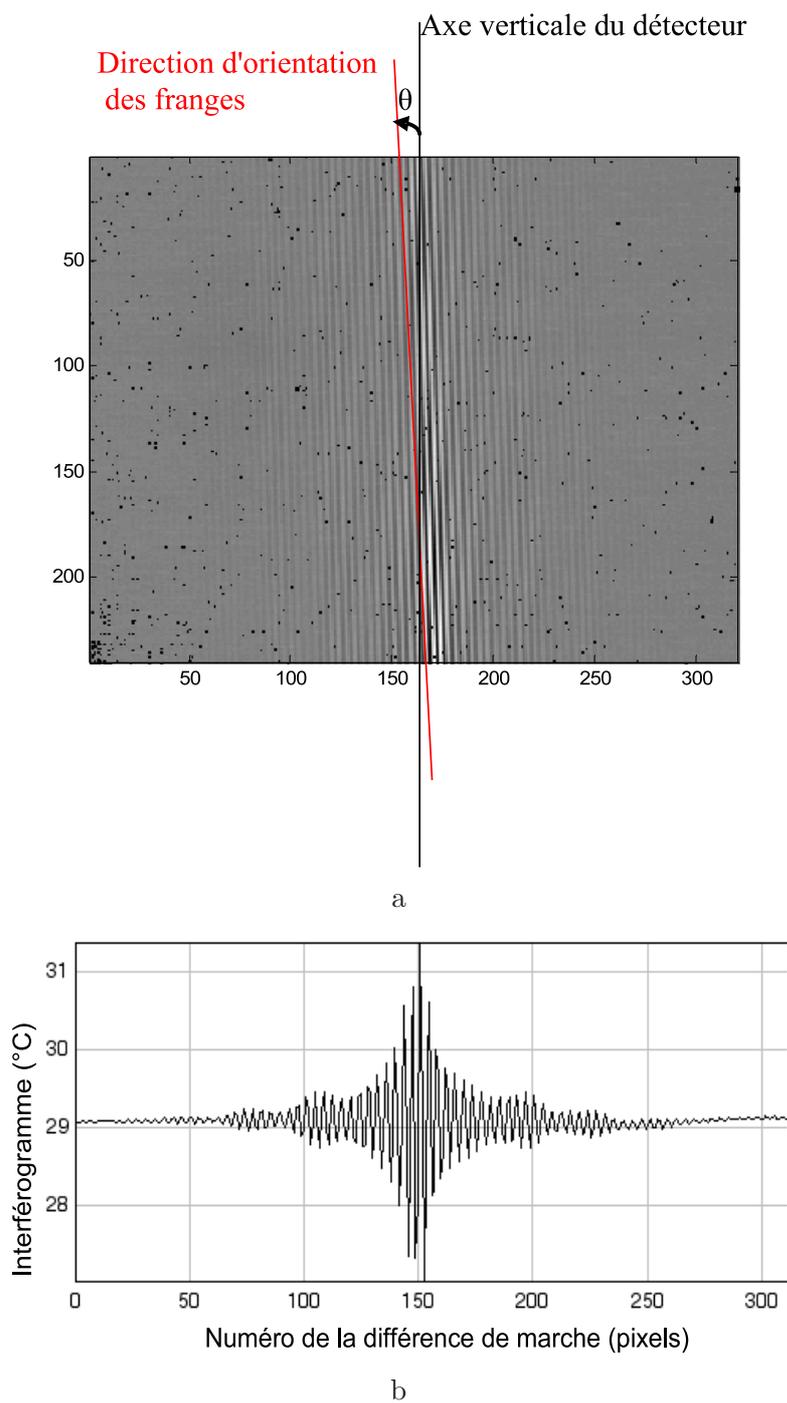


Fig. 8.4 – a) Image, par l'interféromètre, d'un corps noir de température uniforme égale à 30°C. b) Interférogramme moyenné sur plusieurs lignes de l'image tournée de l'angle d'orientation des franges.

On constate (figure 8.4b) que le signal restitué par une coupe perpendiculaire aux franges est quasiment symétrique.

8.2.3 Égalisation de la réponse du capteur

La caméra mesure un flux de photons que l'on souhaite associer à une température de corps noir. Il faut, pour cela, pouvoir corriger les non uniformités du détecteur qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, dégradent fortement le RSB si elles ne sont pas corrigées. Nous faisons l'hypothèse que la caméra est linéaire (équation 3.1) et qu'il n'y a pas de vignettage; tous les pixels reçoivent alors le même flux et les disparités du signal ne proviennent alors que des non uniformités de réponse électronique de ces pixels.

La première étape de l'égalisation est de relever la position des pixels défectueux du détecteur. On calcule ensuite des tables de gain et d'offset de la caméra déterminées par ajustement affine sur le signal enregistré pour un corps noir à deux températures différentes qui encadrent les températures de la scène observée dans l'hypothèse que le niveau numérique donné par le détecteur est une fonction affine de la température du corps noir :

$$T_1^{CN} = a_{ij} \times Im_{ij}^1 + b_{ij} \quad (8.1)$$

$$T_2^{CN} = a_{ij} \times Im_{ij}^2 + b_{ij} \quad (8.2)$$

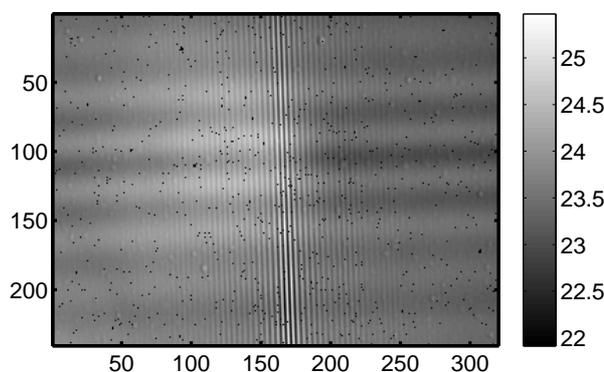
où Im_{ij}^1 et Im_{ij}^2 représentent les niveaux numériques délivrés par le pixel (i,j) et a_{ij} et b_{ij} sont les gain et offset du même pixel.

Les tables de gain et d'offset des pixels déduites sont appliquées pour traiter les images acquises. On indique cette correction sous le nom de "NUC deux points" (Non Uniformity Correction). Les valeurs des pixels défectueux sont remplacés par celles d'un pixel voisin dans la direction verticale (approximativement parallèle aux franges) dans l'hypothèse de franges d'égale inclinaison rectilignes faiblement inclinées par rapport à l'axe vertical du détecteur.

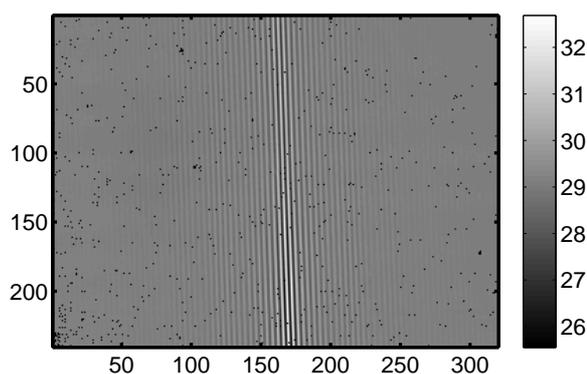
Dans la pratique, les données permettant cette égalisation sont acquises en plaçant un corps noir (scène uniforme) successivement fixé à deux températures comprises entre 10° et 60°C. Les acquisitions sont réalisées sans correction interne à la caméra des non uniformités du détecteur. Le corps noir peut être placé sur la pupille d'entrée de l'objectif de 100 mm auquel cas l'égalisation de la caméra ne prend pas en compte la transmission de l'interféromètre mais seulement la transmission de l'éventuel dôme de réponse radiométrique de l'objectif.

Une autre solution consiste à placer le corps noir en entrée de l'interféromètre et à placer les franges contrastées hors du champ de vue de la caméra puisque les disparités du signal ne doivent pas provenir des interférences.

C'est ce dernier mode de correction des non uniformités du détecteur que nous avons exploité. La figure 8.5a illustre l'image moyenne d'un fond uniforme à 30°C avec les franges au centre du champ. La figure 8.5b illustre cette image à laquelle est appliquée une NUC deux points à 20°C et 40°C.



a



b

Fig. 8.5 – a) Image moyenne d'un fond uniforme à 30°C avec la frange zéro au centre du champ. b) Image résultante de l'application d'une NUC deux points en entrée interféromètre sur l'image moyenne a. Les pixels défectueux ne sont pas corrigés.

On constate que la NUC effectuée à travers l'interféromètre avec les franges rejetées hors du champ (prenant donc en compte la totalité de l'instrument) et appliquée à une image moyenne d'un fond à température uniforme acquise par DéSIIR aboutit à deux résultats dans l'image corrigée (figure 8.5a) : le premier est la disparition du système de franges horizontales caractérisé par des variations spatiales lentes dont il est difficile de cerner exactement l'origine. On relève, d'autre part, une température maximale dans l'image non corrigée de l'ordre de 25°C. Or après une NUC en entrée de l'interféromètre, les niveaux de flux obtenu sont plus proches de la température de consigne de 30°C. Ceci s'explique simplement par la transmission d'environ 50% de l'interféromètre de Michelson.

8.2.4 Calibration en nombres d'onde

L'étalonnage dans l'infrarouge doit aboutir à réaliser une cartographie complète des différences de marche sur le détecteur compte tenu du nombre et de la forme parabolique des franges d'interférence. Un moyen de réaliser cette calibration est d'utiliser une source monochromatique comprise dans l'intervalle spectral d'intérêt et d'éclairer tout le champ de la caméra avec cette source. L'interfrange est alors donné par la longueur d'onde de la source et une estimation de la carte des différences de marche peut être réalisée.

Nous n'avons pas eu l'opportunité de disposer, dans les temps impartis, d'une source infrarouge entre 3 et 5 μm suffisamment puissante pour réaliser cette calibration. En éclairant le détecteur à l'aide d'un laser HeNe à 3,39 μm de puissance environ 2 mW, le flux s'est révélé insuffisant pour donner des franges bien contrastées sur l'ensemble du champ. Nous avons donc procédé, dans un premier temps, à une calibration approximative des spectres en nombres d'onde à l'aide de la seule signature spectrale du dioxyde de carbone de l'air (à température ambiante). En effet, c'est la bande d'absorption du CO_2 autour de 2349 cm^{-1} ou 4,26 μm (figure 5.1) qui nous permet d'étalonner le spectre à la précision de l'ordre de la résolution du spectro-imageur.

8.3 Résultats expérimentaux

8.3.1 Scenario

La mise en œuvre d'un banc expérimental pour la mesure de spectres de gaz polluants et/ou toxiques à la température ambiante est très lourde pour des raisons de sécurité. Pour une simple mise en évidence des capacités de notre instrument, nous utilisons un film de polyéthylène qui est un matériau beaucoup plus simple à manipuler. Ce dernier présente une signature spectrale remarquable dans l'intervalle spectral d'intérêt et plus précisément dans la bande autour de 2850 cm^{-1} ou 3,51 μm .

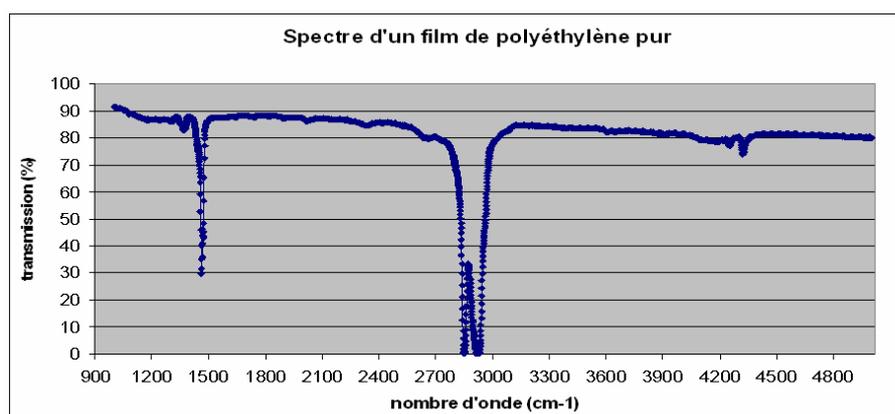


Fig. 8.6 – Transmission d'un film de polyéthylène mesurée entre 1000 et 5000 cm^{-1} à l'aide d'un interféromètre FTIR SPECTRUM PerkinElmer .

C'est un polymère peu coûteux, que nous avons utilisé sous la forme d'un film très fin. Dans la scène observée, ce film maintenu à température ambiante est placé devant un fond à température uniforme différente afin de pouvoir discriminer sa signature spectrale. A titre de référence, nous avons mesuré la transmission du film de polyéthylène à l'aide d'un interféromètre FTIR commercial (figure 8.6).

La mesure du spectre de ce matériau avec DéSIIR s'est déclinée en deux modes. Dans un premier temps, la mesure est réalisée en mode spectromètre simultané permettant d'obtenir un spectre global d'une scène uniforme sans balayage. Puis, le spectre de la scène est mesuré par le mode spectromètre imageur que nous avons décrit dans nos travaux.

La caméra est équipée d'un objectif permettant d'imager les franges localisées à l'infini sur le détecteur. En laboratoire, la scène observée en mode spectromètre imageur est placée à environ 3,2 m en avant de l'interféromètre. Elle n'est donc pas à l'infini et apparaît floue sur le détecteur. La scène est alors choisie large et homogène afin d'éviter les effets de bords diffus.

La caméra permet d'acquérir des images de 320×240 pixels avec une fréquence trame choisie égale à 25 Hz et un temps d'intégration égal à 7 ms. Les séquences d'acquisition sont composées de 900 trames pour permettre un moyennage temporel et aussi d'améliorer le RSB d'un facteur 30 en mode spectromètre simultané.

8.3.2 Configuration spectromètre simultané

8.3.2.1 Dispositif expérimental

La mesure consiste en l'observation en direct du fond uniforme de température différente (plus élevée ou plus basse que la température ambiante) à travers le film de polyéthylène, en entrée de l'interféromètre. La figure 8.7 illustre le dispositif expérimental ayant permis les mesures.

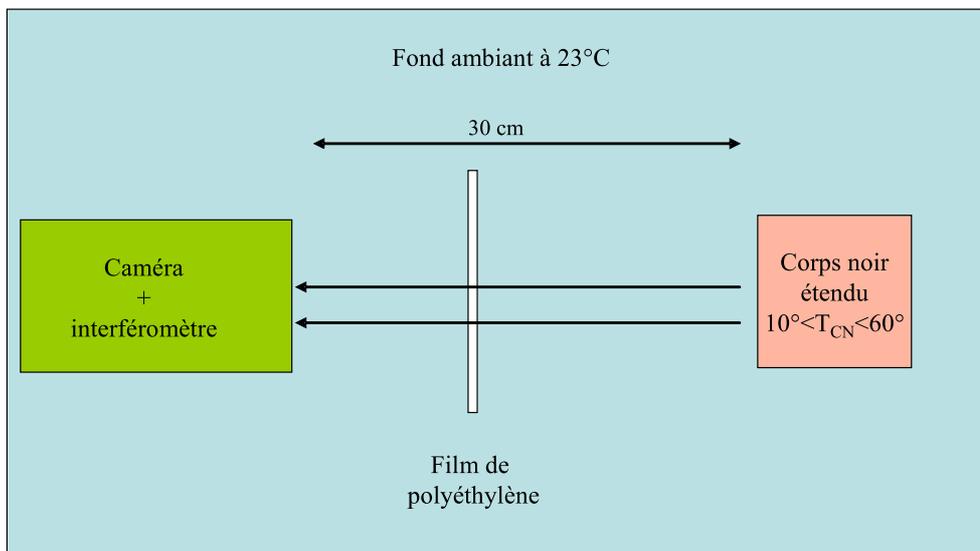


Fig. 8.7 – Dispositif expérimental pour le fonctionnement de DéSIIR en mode spectromètre simultané.

Un corps noir étendu de dimensions $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ est placé à environ 30 cm de l'entrée de l'interféromètre. Un film de polyéthylène à température ambiante est interposé entre ces deux éléments (figure 8.7). Nous procédons aux acquisitions pour des températures de corps noir connues allant de 20°C à 60°C . La température ambiante du laboratoire est contrôlée pendant les mesures.

Résultats expérimentaux

Préalablement aux mesures, on procède à l'acquisition des fichiers pour l'égalisation de la caméra pour deux températures de corps noir encadrant les températures de la scène observée.

8.3.2.2 Résultats

Après s'être affranchi des pixels défectueux (substitués par une valeur moyenne calculée sur les plus proches voisins selon la verticale), les tables de gain et d'offset des pixels sont déterminées puis appliquées aux images brutes acquises.

Pour la restitution du spectre par transformée de Fourier, la zone utile du signal est sélectionnée par un rectangle centré sur la frange d'ordre zéro puis, afin d'éviter les artéfacts dans la transformée de Fourier discrète (TFD) dus à la nature fini du signal, nous procédons à un fenêtrage de type Hanning. Enfin un zéro padding de facteur 4 permet d'interpoler le signal à support borné pour la reconstruction du spectre.

La figure 8.8 illustre le résultat de la TFD avec apodisation et zéro padding.

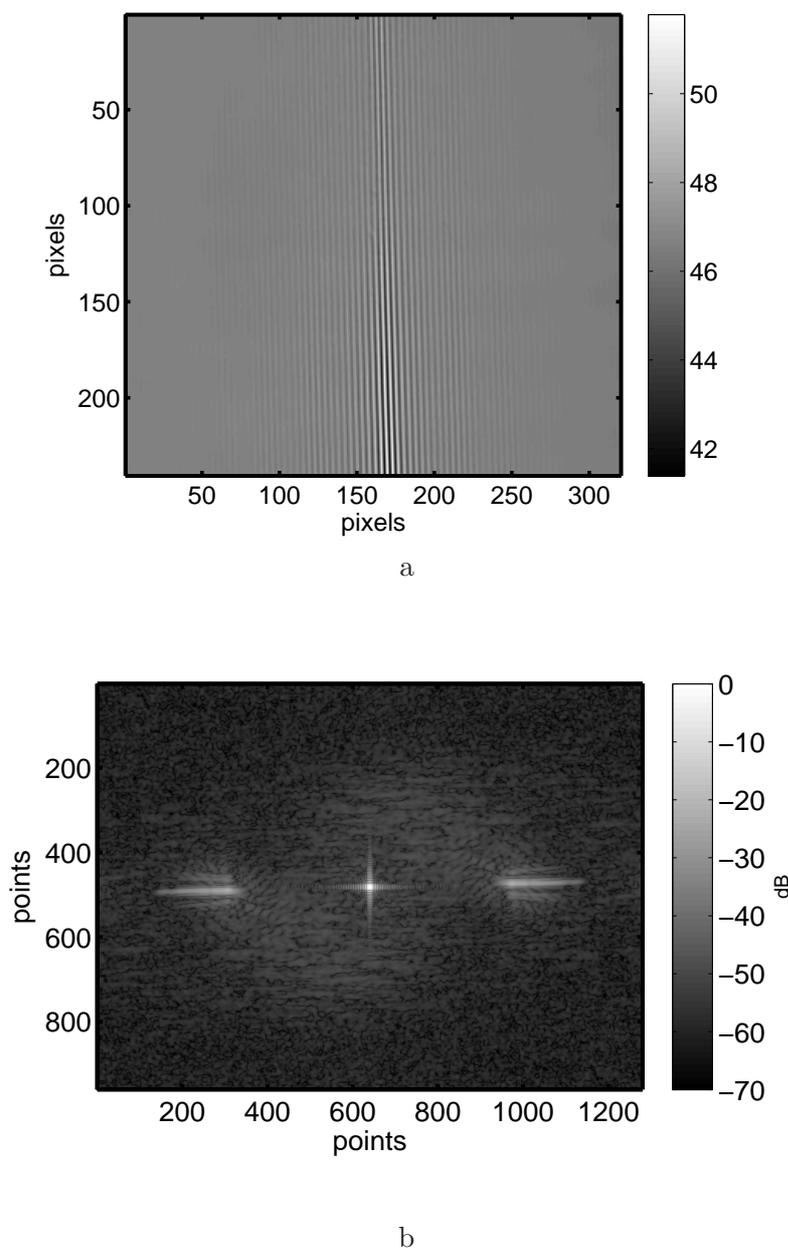


Fig. 8.8 – a) Image moyenne corrigée (NUC et pixels défectueux) d'une séquence acquise pour un film de polyéthylène à température ambiante vu à travers un fond uniforme à 50°C. b) Image à l'échelle logarithmique du module de la TFD (normalisé par son maximum) du signal utile de la figure a.

La transformée du signal incliné (figure 8.8a) subit une inclinaison lors de la TFD (figure 8.8b). Dans l'hypothèse de franges rectilignes [9], l'estimation de l'angle d'inclinaison des franges d'interférence permet de choisir le profil dans la TFD (passant par le centre de la modulation principale) et de déterminer le spectre global de la scène uniforme observée. L'échelle des nombres d'onde du spectre ainsi extrait est estimée à partir de la raie d'absorption du CO_2 autour de 2349 cm^{-1} (ou $4,26\text{ }\mu\text{m}$) comme indiqué précédemment. La figure 8.9 illustre le résultat pour un fond à 50°C.

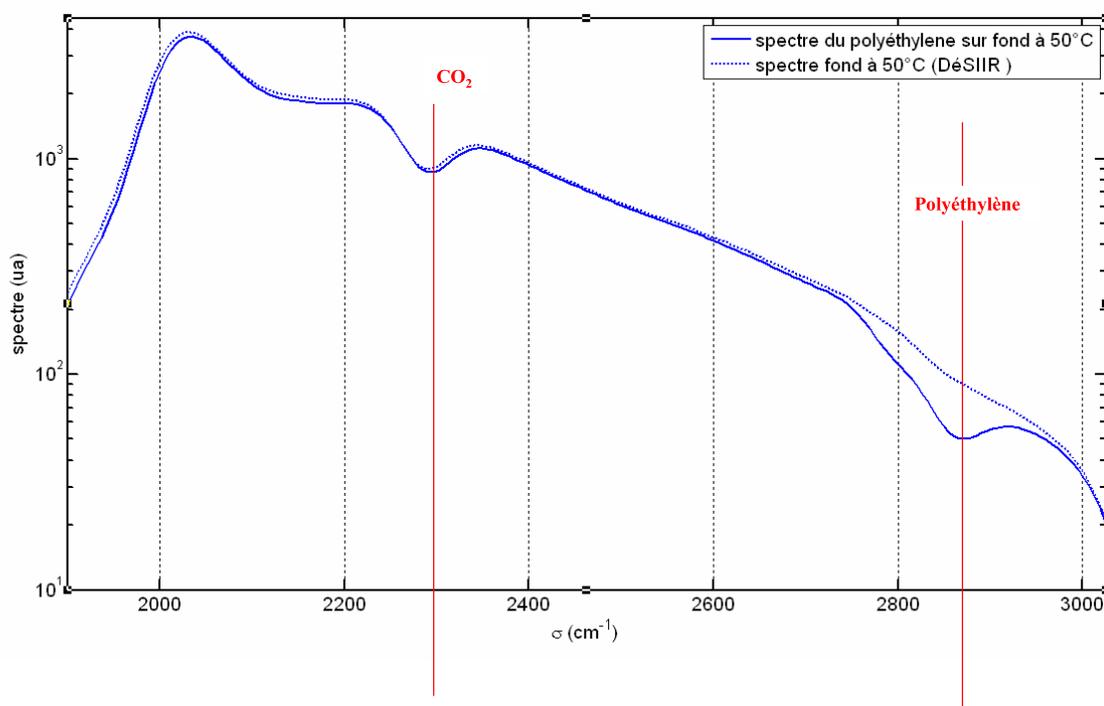


Fig. 8.9 – Spectre estimé à partir des données interférométriques mesurées par DéSIIR en mode spectromètre simultané. Un corps noir étendu à 50°C placé à environ 30 cm de l'entrée de l'interféromètre est vu à travers un film de polyéthylène à température ambiante.

On constate (figure 8.9) que l'allure générale du spectre mesuré pour une température de fond égale à 50°C correspond au spectre du corps noir à la même température avec la signature du polyéthylène équivalente au spectre du corps noir à la température environ égale à 30°C sur une bande spectrale autour de 2850 cm^{-1} (le film de polyéthylène s'étant probablement réchauffé pendant la mesure). La figure 8.10 illustre le signal autour de cette bande.

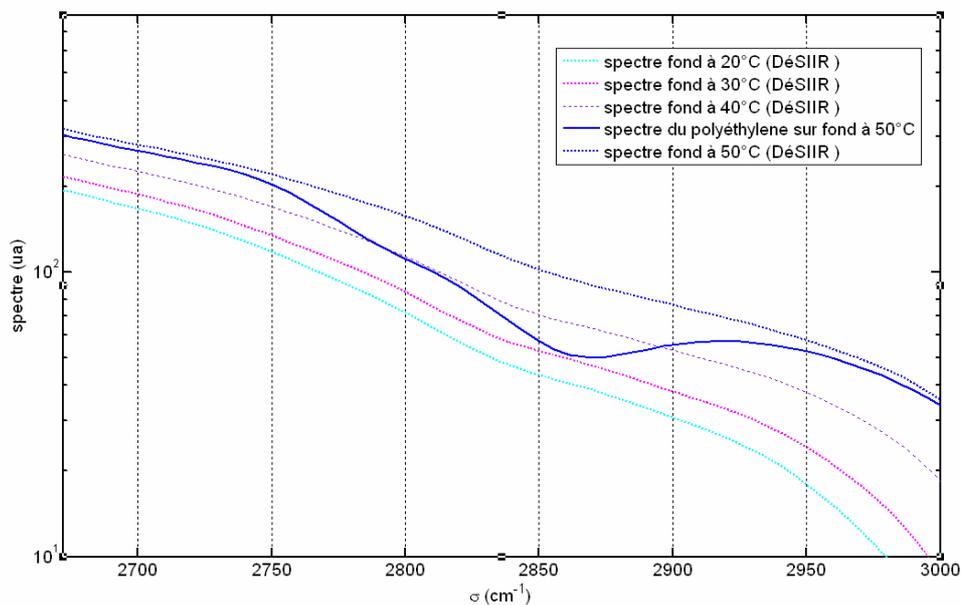


Fig. 8.10 – Zoom sur la bande spectrale autour de 2850 cm^{-1} (ou $3,51\text{ }\mu\text{m}$) du spectre de la figure 8.9 pour un fond uniforme à 50°C .

8.3.3 Vers une spectro-image

8.3.3.1 Dispositif expérimental

L'obtention d'une image spectrale, comportant l'ensemble de l'information spectrale de chaque pixel de la scène observée, impose au dispositif de balayer la scène d'où la terminologie utilisée d'acquisition en mode "spectro-imageur".

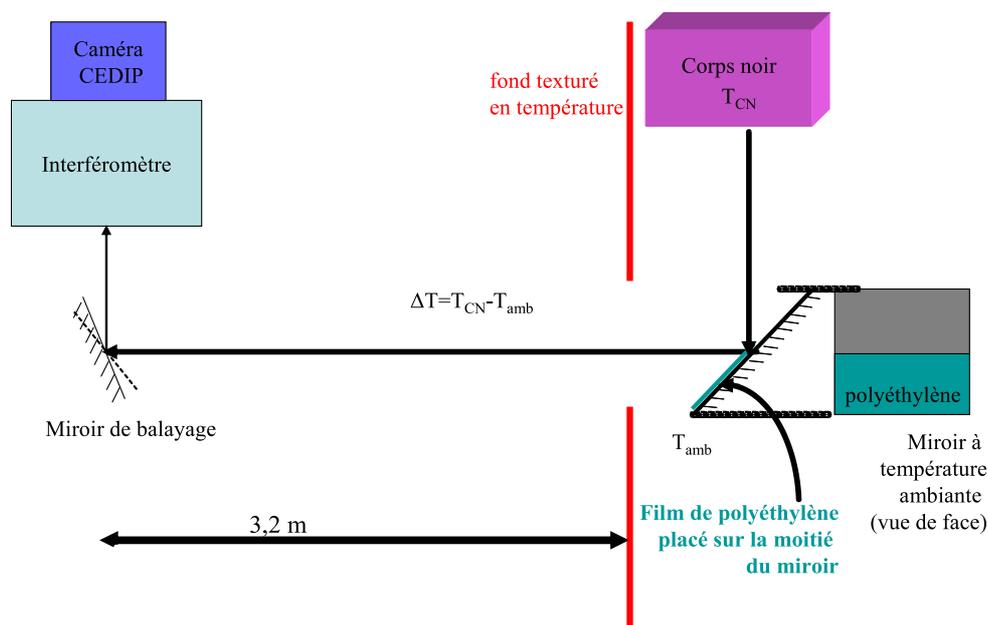


Fig. 8.11 – Dispositif expérimental pour le fonctionnement de DéSIIR en mode spectromètre simultané.

La scène est positionnée à environ 3,2 m en avant du miroir de balayage. Elle est constituée d'un fond texturé en température encadrant un corps noir uniformément à 50°C observé par réflexion sur un miroir dont la moitié est recouverte d'un film de polyéthylène. Le fond de scène est réalisé à l'aide d'un panneau de polystyrène sur lequel sont plantées une centaine de résistances de 82 Ω branchées en parallèle alimentées par une tension égale à 5V et atteignant des températures de l'ordre de 60°C. Les dimensions du panneau sont de 250 × 900 mm et correspondent à la zone balayée par le miroir du spectro-imageur soit trois fois le champ de la caméra. Au centre et en arrière du panneau, le corps noir à 50°C est vu par réflexion sur un miroir rectangulaire de 80 × 120 mm placé à 45°. Le film de polyéthylène est plaqué sur la partie vue à gauche de ce miroir ; l'ensemble est à température proche de la température ambiante contrôlée par un thermocouple tout au long de la mesure. La figure 8.12 illustre une image brute de la séquence acquise.

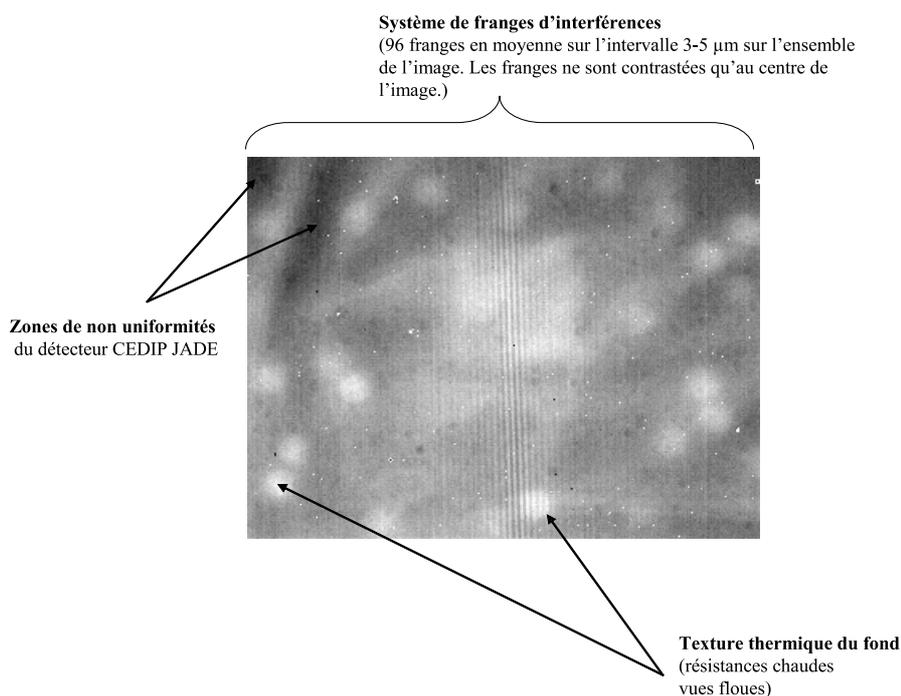


Fig. 8.12 – Image brute (non uniformités du détecteur non corrigées) de la séquence acquise par DéSIIR en mode spectromètre imageur. La scène est constituée d'un fond texturé en température avec au centre une zone de température uniforme à 50°C dont la partie gauche est vue à travers un film fin de polyéthylène à température ambiante.

8.3.3.2 Résultats

Le recalage des trames corrigées de la séquence acquise et la reconstruction des interférogrammes ont été réalisés à l'aide des programmes existants développés lors d'une précédente thèse [9]. Des spectres moyens sont calculés sur des portions différentes de la scène. L'échelle des nombres d'onde est estimée à partir de la signature spectrale du CO_2 . La figure 8.13 illustre ces résultats.

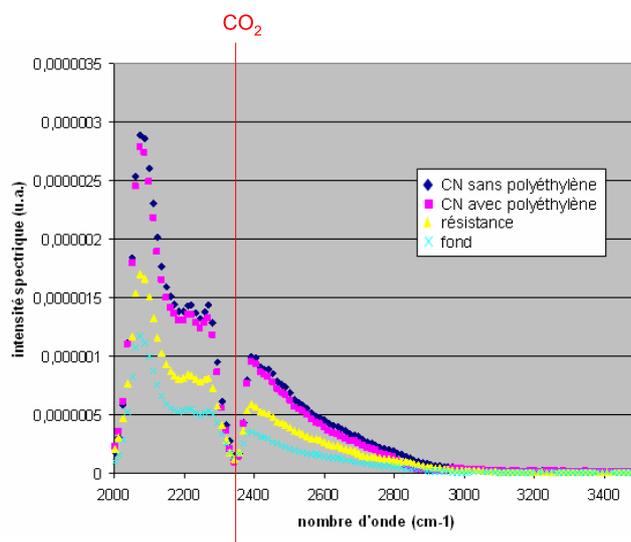


Fig. 8.13 – Spectres moyennés spatialement

Les spectres sont moyennés spatialement sur une zone de la partie du miroir sans le film de polyéthylène (légende "CN sans polyéthylène" de la figure 8.13), sur la partie du miroir avec le film (légende "CN avec polyéthylène" de la figure 8.13) , sur le centre d'une résistance au-dessus du miroir et sur le fond. La figure 8.14 donne le détail de ces spectres au niveau de la bande d'absorption du polyéthylène située autour de 2850 cm^{-1} ou $3,51\text{ }\mu\text{m}$.

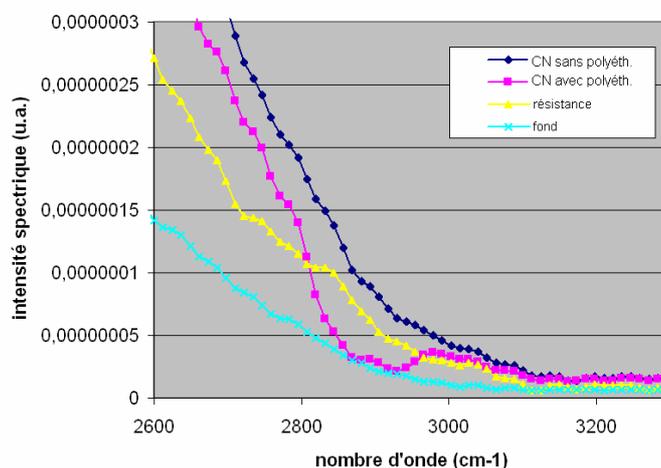


Fig. 8.14 – Spectres moyennés spatialement; zoom sur la raie du polyéthylène autour de 2850 cm^{-1} ou $3,51\text{ }\mu\text{m}$.

Les spectres recalés permettent de relever la bande d'absorption du polyéthylène autour de 2900 cm^{-1} . Les figures 8.15a, b et c illustrent les images en fausse couleur où le rouge correspond au signal à 2795 cm^{-1} ($3,58\text{ }\mu\text{m}$), le vert à un signal à 2917 cm^{-1} ($3,43\text{ }\mu\text{m}$) et le bleu à un signal à 3040 cm^{-1} ($3,29\text{ }\mu\text{m}$). L'image composite basée sur ces trois canaux est donnée dans la figure 8.16. Elle correspond à une partie de l'image brute (figure 8.12) ;

le film de polyéthylène est sur la partie gauche de l'image du corps noir vu par réflexion sur le miroir sur ces deux figures.

On observe une différence d'intensité notable entre la partie gauche et la partie droite du miroir dans l'image verte (figure 8.15b) et dans l'image composite (figure 8.16) qui correspond au centre de la bande du polyéthylène.

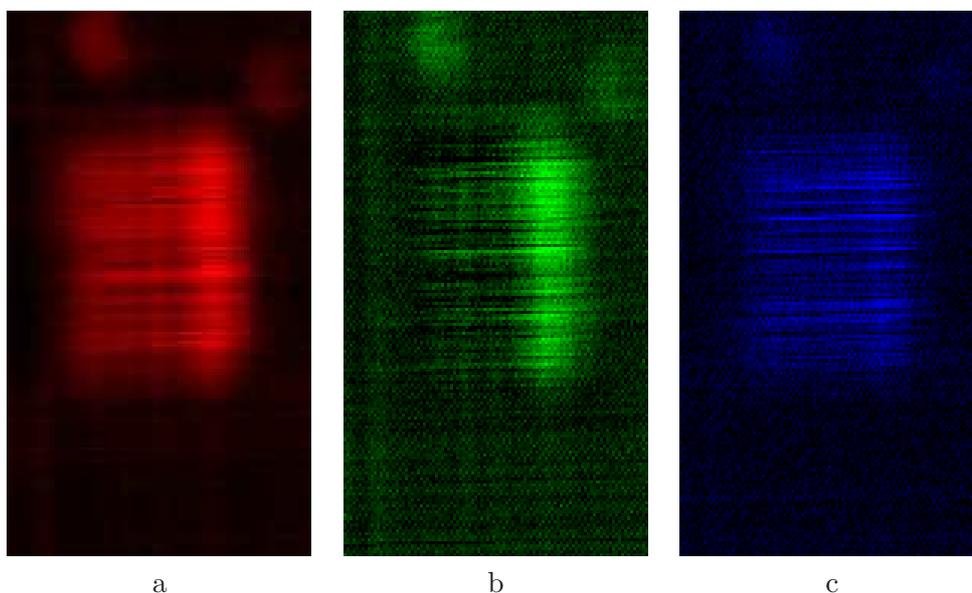


Fig. 8.15 – Images de la scène composée d'un fond uniforme à 50°C éclairant un miroir rectangulaire à température ambiante dont la partie vue à gauche est recouverte d'un film de polyéthylène. a) Canal rouge correspondant au signal à 2795 cm^{-1} . b) Canal vert correspondant au signal à 2917 cm^{-1} . c) Canal bleu correspondant au signal à 3040 cm^{-1} .

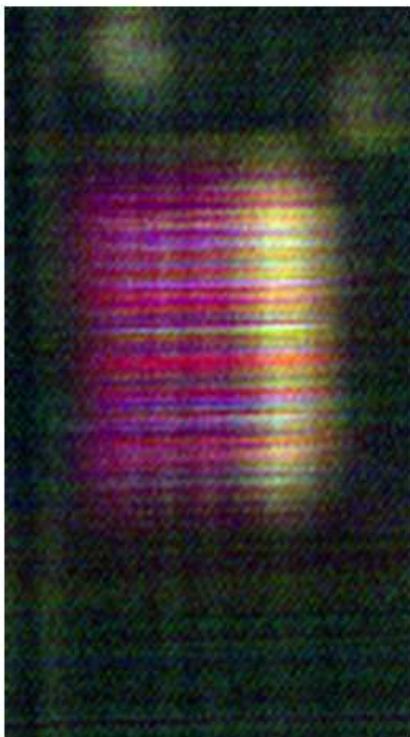


Fig. 8.16 – Image composite des trois canaux représentés sur les figures 8.15. La scène observée est composée d'un fond uniforme à 50°C éclairant un miroir rectangulaire à température ambiante dont la partie vue à gauche sur la figure est recouverte d'un film de polyéthylène.

8.4 Conclusion

En mode spectromètre simultané, DéSIIR permet de déterminer l'interférogramme d'une source uniforme. Dans l'hypothèse de franges rectilignes parallèles avec un pas uniforme sur le détecteur et en prenant en compte leur angle d'orientation par rapport à l'axe vertical du détecteur, nous avons ainsi pu montrer que la restitution du spectre est réalisée avec les spécifications requises dans le cadre des applications recherchées, c'est à dire détecter avec une résolution d'environ 25 cm^{-1} un objet de quelques degrés plus chaud que le fond de la scène et présentant une signature spectrale entre 3 et $5\text{ }\mu\text{m}$.

En mode spectromètre imageur, après recalage des images, il est possible de reconstruire le spectre de chaque point de la scène observée.

Bien entendu, la réalisation expérimentale ayant été longue et le montage complet du spectro imageur DéSIIR ayant été terminé quelques semaines avant la fin de la thèse, seuls les premiers résultats sont présentés dans ce chapitre. Des améliorations devront être apportées au dispositif expérimental pour approfondir l'analyse des résultats. En effet, une source monochromatique collimatée plus puissante que le laser utilisé permettrait de réaliser la cartographie complète des différences de marche sur le détecteur pour un étalonnage en différence de marche et une restitution fine de l'échelle des nombres d'onde des spectres. Concernant le recalage des images de la séquence par balayage en mode spectro-imageur, une lentille de focale égale à 3 m dans l'infrarouge permettrait un meilleur fonctionnement

de DéSIIR en laboratoire et faciliterait le recalage des images. Enfin des campagnes de mesures plus longues et le remplacement du détecteur par un détecteur de nouvelle génération (dont les sources de bruits seraient clairement identifiables et quantifiables par calibration) permettraient d'effectuer un bilan des sources de bruits du spectro-imageur et de comparer ses performances en terme de RSB aux résultats théoriques pour la méthode TF entre 3 et 5 μm décrits dans la première partie de la thèse.

Conclusion

Une partie des applications militaires et civiles de TOSA correspondent à des scénarii de détection dans des conditions difficiles d'observation (de nuit, à travers du brouillard, à grande distance etc.) où seule l'émission thermique permet d'observer les objets ou phénomènes recherchés alors détectables dans les fenêtres atmosphériques du domaine infrarouge situées entre 3 et 5 μm et entre 8 et 12 μm .

La discrimination des signatures spectrales des objets recherchés dans les spectres mesurés dépend de l'échantillonnage de la mesure et des conditions de bruit. C'est dans ce contexte de détection que nous avons confronté les performances de spectro-imagerie par TF statique à celles de méthodes plus classiques basées sur un élément dispersif. La première méthode, multiplexée, permet d'acquérir le flux de toute la scène à chaque instant d'acquisition et de répartir de manière constante la composante de bruit sur les éléments spectraux mesurés. Cela n'est pas le cas pour la méthode classique pour laquelle seule une partie du flux de la scène atteint le détecteur.

L'étude de ces systèmes étudiés dans des configurations nommées "méthode TF" et "méthode D_λ ", équivalentes du point de vue photométrique, nous a permis d'évaluer leur bilan radiométrique compte tenu de l'intervalle spectral d'intérêt, du détecteur employé, de l'échantillonnage et des conditions de bruit prépondérantes sur la mesure du spectre d'une scène présentant une différence de température de 5K entre l'objet recherché et le fond avec une résolution spectrale de quelques cm^{-1} . Dans ces conditions où nous avons considéré les sources de bruit (additives et dépendantes du signal) indépendantes, nous avons principalement conclu que la méthode TF conserve un avantage non négligeable sur la méthode classique entre 3 et 5 μm . Cela n'est, en revanche, pas le cas entre 8 et 12 μm ; le flux utile mesuré par bande spectrale dans les mêmes conditions est en effet plus élevé mais le bruit de photons et la capacité de charge des détecteur employés dans ce domaine spectral limitent les performances de la mesure multiplexée qui perd alors son avantage multiplex. Les technologies complexes des détecteurs employés dans l'infrarouge présentent, de surcroît, des non uniformités et une dérive de la réponse de leurs pixels perturbant la mesure. D'une part, un modèle d'approximation de la non linéarité du détecteur nous a permis de comprendre que l'effet principal est une réduction du flux uniforme spectralement. Cet effet ne pourrait être négligé en métrologie dans le cas de mesures de valeurs absolues du flux mais se révèle peu gênant lorsqu'il s'agit de détecter un contraste dans une image. D'autre part, nous avons pu montrer, toujours dans l'hypothèse de mesures non corrélées, que les fluctuations du gain des pixels du détecteur (induisant des fluctuations non corrélées de l'intensité du signal utile) réduisent fortement le RSB et imposent un traitement pour une égalisation systématique à chaque nouvelle acquisition.

Enfin, dans le cas de fluctuations d'intensité aléatoires corrélées, les simulations ont montré que les perturbations sont rejetées en grande partie, en dehors du domaine spectral d'intérêt. On constate que la variance du bruit sur le spectre dépend de la longueur de corrélation

temporelles des fluctuations de l'intensité; plus le temps de corrélation des fluctuations d'intensité est petit, plus la variance est élevée.

La majorité des signatures spectrales concernant les objets et phénomènes recherchés pour nos applications sont en général plus marquées entre 3 et 5 μm . L'avantage en terme de gain en RSB pour une mesure de spectro-imagerie par transformée de Fourier dans les différentes conditions de bruits considérées et les performances des détecteurs sur cet intervalle spectral, sont des preuves du potentiel d'un tel système de détection et nous ont poussé à concevoir et réaliser un dispositif expérimental de validation.

La conception nous a conduit à un schéma réaliste du système dont le dimensionnement et les tolérances nécessaires, compte tenu des performances attendues, ont permis de définir l'architecture opto-mécanique associée en spécifiant la qualité des composants optiques et les précisions mécaniques pour les réglages. La faisabilité d'un tel instrument tant au niveau de la complexité que du coût ne fut pas une tâche aisée mais a abouti à la réalisation du spectro-imageur que nous avons dénommé DéSIIR (Démonstrateur de Spectro-Imagerie InfraRouge).

La mise en œuvre du démonstrateur s'est déroulée en deux étapes et a permis d'obtenir des résultats très encourageants. La première étape, sans balayage de la scène et dénommée mode "spectromètre simultanée" permet d'obtenir l'interférogramme d'une scène uniforme. Nous avons ainsi pu montrer que la restitution du spectre avec DéSIIR est réalisable avec les spécifications requises dans le cadre des applications recherchées, c'est à dire détecter avec une résolution d'environ 25 cm^{-1} un objet de quelques degrés plus chaud que le fond de la scène et dont la signature spectrale entre 3 et 5 μm est caractérisée par une bande de quelques dizaines de cm^{-1} .

Nous avons ensuite entrepris de faire fonctionner notre démonstrateur avec un balayage de la scène permettant d'obtenir le spectre de chaque point d'une scène non uniforme. Ce mode d'acquisition "spectromètre imageur", après recalage des images, a rendu possible la reconstruction d'une image cube préliminaire permettant de détecter un film de polyéthylène dans la scène observée.

Ces premiers résultats ouvrent de nombreuses perspectives. Pour chaque mode d'acquisition, la restitution du spectre étalonné a été rendu possible par une calibration approximative de l'échelle des nombres d'onde à l'aide de la bande d'absorption connue du CO_2 sur l'intervalle spectral. Une restitution du spectre de grande précision nécessiterait néanmoins la mesure de la cartographie des différences de marche sur le détecteur; il est, pour cela, nécessaire d'utiliser une source monochromatique puissante telle qu'une diode QCL (Quantum Cascade Laser) [39] comme fabriquée par le laboratoire 3-5Lab de Thales TRT qui peut délivrer en continu une puissance de 500 mW à 4,6 μm .

Des mesures plus approfondies et l'utilisation d'un détecteur de dernière génération dont les caractéristiques de bruit seraient parfaitement connues permettraient alors de pouvoir estimer le bruit sur la mesure et de comparer le RSB expérimental aux résultats théoriques déterminés dans la première partie de nos travaux.

Bibliographie

- [1] J. L. Meyzonnette and T. Lépine. Bases de radiométrie optique. 2003. xviii, 15, 88, 104
- [2] C. Davis, J. Bowles, R. Leathers, D. Korwan, T Downes, W. Snyder, W. Rhea, W. Chen, J. Fisher, and W. Bissett. Ocean phills hyperspectral imager : Design, characterization, and calibration. Optics Express, 10 :210–221, 2002. 1
- [3] R. G. Sellar and G. D. Boreman. Classification of imaging spectrometers for remote sensing applications. Opt. Eng., vol. 44 :3, 2005. 1, 8
- [4] R.F. Horton. Optical design for a high etendue imaging fourier transform spectrometer. SPIE, vol. 2819 :300–315, 1996. 1, 2
- [5] A. D. Meigs, E. W. Butler, B. A. Jones, L. J. Otten, R. G. Sellar, and J.B. Rafert. Airborne visible hyperspectral imaging spectrometer : optical and system level detection. SPIE, vol. 2819 :278–284, 1996. 1
- [6] G. Gauffre. A fast infrared interferential spectrometer for the systematic observation of sites. NASA STI/Recon Technical Report A, 78, 1978. 1
- [7] V. Farley, A. Vallières, M. Chamberland, A. Villemaire, and J.F. Legault. Performance of the first, a longwave infrared hyperspectral imaging sensor. Proceedings of SPIE, vol.6398 :63980T 1–11, 2006. 1
- [8] P. Lagueux, M. Chamberland, F. Marcotte, and A. Villemaire. Design and developpement of a cryogenic michelson interferometer. Proceedings of SPIE, vol. 6297 :629707 1–11, 2006. 1, 2
- [9] Y. Ferrec. Spectro-imagerie aéroportée par transformée de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre. PhD thesis, Laboratoire Charles Fabry de l’Institut d’Optique Faculté des sciences d’Orsay. Université Paris-Sud XI., 2008. 2, 6, 8, 9, 24, 99, 101, 116, 144, 156, 164, 168
- [10] P. Bousquet. spectroscopie instrumentale. 1969. 6
- [11] T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka. Signal-to-noise ratio of fourier-transform spectral imaging in the image plane and pupil plane. Optik, vol. 98, no. 4 :175 – 180, 1995. 21
- [12] R. W Boyd. Radiometry and the detection of optical radiation. 1983. 23
- [13] A. Girard. Classification des imageurs spectraux. Journal of Optics, 15 :7–14, 1984. 26
- [14] P. W. Kruze. Uncooled Thermal Imaging Arrays, Systems and Applications, volume Vol. TT51. SPIE PRESS, 2002. 31
- [15] P. W. Kruze. Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems, volume vol. 47, chapter Chap 2, pages 17–42. Academic Press, 1997. 31
- [16] B. Fièque, J. L. Tissot, C. Trouilleau, A. Crastes, and O. Legras. Uncooled microbolometer detector : Recent developments at ulis. Infrared Physics & Technology, 49 :187–191, 2006. 33

-
- [17] R. Hart and O. Thomas. A study of non-uniformity correction methods for staring array ir detectors. In 1st EMRS DTC Technical Conference, 2004. 49
- [18] H. Zhou, L. Shangqian, Rui L., W. Dabao, and C. Yubao. Solution for the nonuniformity correction of the infrared focal plane arrays. Applied Optics, Vol.44 :2928–2932, May 2005. 49, 60
- [19] A. D. Fischer, T.V. Downes, and R. Leathers. Median spectral-spatial bad pixel identification and replacement for hyperspectral swir sensors. Proceedings of SPIE, vol. 6565 :65651E 1–12, 2007. 50
- [20] J. G. Harris and Chiang Y. M. Nonuniformity correction using the constant-tatistics. constraint : Analog and digital implementations. SPIE, vol. 3061 :2007. 50
- [21] D. A. Scribner, J. T. Sarkady, K. A. and Caulfield, M. R. Kruer, G. Katz, and C.J. Gridley. Nonuniformity correction for staring ir focal plane array using scene based techniques. SPIE. Infrared Detectors and Focal Plane Arrays, vol.1308 :224–233, 1990. 50
- [22] J. W. Goodman. Statistical Optics. Wiley series in pure and applied optics. 1985. 50
- [23] P. Léna, D. Rouan, and F. Lebrun. L’observations en astrophysique. Savoirs actuels. 3e ed. edition, 2008. 69
- [24] R. E. Hufnagel. Optical propagation through turbulence. In Digest of Technical Papers, 1974. 69
- [25] D.D. Klug and E. Whalley. Effects of source noise in fourier-transform spectroscopy. JOSA, vol.64, no 7 :1019–1020, 1974. 69
- [26] A. Rodriguez-Gomez, F. Dios, J. A Rubio, and A. Comeron. Temporal statistics of beam-wander contribution to scintillation in ground-to-satellite optical links : an analytical approach. Applied Optics, Vol.44, no 21(No.21) :4574–4581, July 2005. 73
- [27] F G. Smith. Atmosheric Propagation of Radiation, volume Vol. 2. 1993. 85
- [28] D. F. Flanigan. Prediction of the limits of detection of hazardous vapors by passive infrared with the use of modtran. Applied Optics, vol.35, no 30 :6090–6098, 1996. 87
- [29] S. A. Twormey, C. F. Bohren, and J. L. Mergenthaler. Reflectance and albedo differences between wet and dry surfaces. Applied Optics, Vol. 25 No. 3 :432–437, 1986. 87
- [30] J. N. Cederquist, T. J. Rogne, and C. R. Schwartz. Multispectral infrared target detection : phenomenology and modeling. SPIE, Vol. 1954 :192–197, 1993. 87
- [31] A. Bannari, M. Teillet, and Landry. Comparaison de réflectances de surfaces naturelles dans les bandes spectrales homologues des capteur tm de landsat-5 et etm+ de landsat-7. Téledétection, vol. 4, no 3 :263–275, 2004. 88
- [32] J.W. Salisbury and D.M D’Aria. Emissivity of terrestrial materials in the 8-14 μm atmospheric window. Remote Sensing of Environment, pages 83–106, 1992. 88
- [33] C. R. Schwartz, J. N. Cederquist, and T. J. Rogne. Comparison of modeled to measured infrared multispectral target/background signatures. SPIE, vol. 2235 :162–184, 1994. 90
- [34] F. Gerbera, R. Marionb, A. Oliosio, JacquemoudS., B. Ribeiro da Luzd, and S. Fabree. Modeling directionalÜhemispherical reflectance and transmittance of fresh and dry leaves from 0.4 μm to 5.7 μm with the prospect-visir model. Remote Sensing of Environment, page 11, 2010. 90

BIBLIOGRAPHIE

- [35] S. Jacquemoud, F. Baret, and J. F. Hanocq. Modélisation de la réflectance spectrale et directionnelle des sols. *Cah.Orstom, sér.Pédol.*, vol XXVIII, no 1 :31–43, 1993. 90
- [36] D. B. Lobell and G. P. Asner. Moisture effect on soil reflectance. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, pages 722–727, 2002. 90
- [37] D. Cabib, A. Gil, M. Lavi, and R. A. Buckwald. New 3-5 wavelength range hyperspectral imager for ground and airborne use based on a single element interferometer. *Proceedings of SPIE Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and applications IV*, 6737 :673704–1–11, 2007. 157
- [38] I.G. E. Renhorn, T. Svensson, S. Cronström, T. Hallberg, R. Persson, R. Lindell, and G. D. Boreman. Demonstration of a corner-cube-interferometer lwir hyperspectral imager. *J Infrared Milli Terahz Waves* Springer Science, 2009. 157
- [39] C. Sirtori, S. Dhillon, C. Faugera, C. Vasanelli, and X. Marcadet. Quantum cascade lasers : The semiconductor solution for lasers in the mid-and far-infrared spectral regions. *Physica status solidi. A, Applications and materials science*, vol. 203, no 14, 2006. 174

RESUME

L'imagerie hyperspectrale est maintenant très développée dans les applications de télédétection. Il y a principalement deux manières de construire les imageurs associés : la première méthode utilise un réseau et une fente, et l'image spectrale est acquise ligne par ligne le long de la trajectoire du porteur. La seconde est basée sur le principe de la spectrométrie par transformée de Fourier (TF). Certains des systèmes utilisés sont construits de manière à enregistrer l'interférogramme de chaque point de la scène suivant le déplacement dans le champ. Le spectre de la lumière venant d'un point de la scène est alors calculé par la transformée de Fourier de son interférogramme. Les imageurs classiques basés sur des réseaux sont plus simples à réaliser et les données qu'ils fournissent sont souvent plus faciles à interpréter. Cependant, les spectro-imageurs par TF fournissent un meilleur rapport signal sur bruit si la source principale de bruit vient du détecteur.

Dans la première partie de cette thèse, nous étudions l'influence de différents types de bruit sur les architectures classiques et par TF afin d'identifier les conditions dans lesquelles ces dernières présentent un avantage. Nous étudions en particulier l'influence des bruits de détecteur, de photons, des fluctuations de gain et d'offset du détecteur et des propriétés de corrélation spatiale des fluctuations d'intensité du spectre mesuré. Dans la seconde partie, nous présentons la conception, la réalisation et les premiers résultats d'un imageur basé sur un interféromètre de Michelson à dièdres statique nommé DéSIIR (Démonstrateur de Spectro Imagerie Infrarouge). Les premiers résultats montrent, qu'en mode spectromètre simultané, DéSIIR permet la restitution du spectre avec les spécifications requises dans le cadre des applications recherchées, c'est à dire détecter avec une résolution d'environ 25 cm^{-1} un objet de quelques degrés plus chaud que le fond de la scène et présentant une signature spectrale entre 3 et $5\text{ }\mu\text{m}$. En mode spectromètre imageur, après recalage des images, il est possible de reconstruire le spectre de chaque point de la scène observée.

Mots clés : Imagerie infrarouge, Imagerie hyperspectrale par transformée de Fourier

ABSTRACT

Hyperspectral imaging is now very important in remote sensing applications. There are two main ways to build such imagers : The first one uses a grating and a slit, and the spectral image is acquired line by line along the track of the carrier. The second way is to use the principle of Fourier transform (FT) spectrometry. Some of these systems are built in such a way that they record the interferogram of each point of the scene as it moves through the field of view. The spectrum of the light coming from a particular point is then calculated by the Fourier transform of its interferogram. Classical grating-based spectral imagers are easier to build and the data they provide are often easier to interpret. However, Fourier transform spectral imagers are known to provide a better signal to noise ratio if the main source of noise comes from the detector.

In the first part of this thesis, we study the influence of various types of noise on the classic and TF-based architectures to identify the conditions in which these last ones present an advantage. We study particularly the influence of detector noise, photons noise, detector gain and offset fluctuations and spatial correlation properties of the intensity fluctuations . In the second part, we present the conception, the realization and the first results of an imager based on a Michelson interferometer with dihedrons named DéSIIR ("Démonstrateur de Spectro Imagerie Infrarouge"). The first results show that, in simultaneous spectrometer mode, DéSIIR allows the reconstruction of the spectrum with respect to the specific requirements, which are to be able to detect an object of some degrees warmer than the background of the scene observed with a resolution of about 25 cm^{-1} . In imager mode, this reconstruction is performed for each point of the scene.

Keywords : Infrared imaging, Fourier transform hyperspectral imaging.