



HAL
open science

Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre

Yann Ferrec

► To cite this version:

Yann Ferrec. Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00357122

HAL Id: tel-00357122

<https://pastel.hal.science/tel-00357122>

Submitted on 29 Jan 2009

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

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

THÈSE

présentée par
Yann FERREC

pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES

spécialité : physique

SPECTRO-IMAGERIE AÉROPORTÉE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER
AVEC UN INTERFÉROMÈTRE STATIQUE À DÉCALAGE LATÉRAL :
RÉALISATION ET MISE EN ŒUVRE

soutenue le 7 juillet 2008
devant le jury composé de :

M. Pierre CHAVELexamineur
M. Bruno DESRUELLE examineur
M. Michel LEQUIMErapporteur
M. Jean-Pierre MAILLARD rapporteur
M. Jérôme PRIMOTexamineur
M. Jean TABOURY directeur de thèse

**SPECTRO-IMAGERIE AÉROPORTÉE
PAR TRANSFORMATION DE FOURIER
AVEC UN INTERFÉROMÈTRE STATIQUE
À DÉCALAGE LATÉRAL :
RÉALISATION ET MISE EN ŒUVRE**

Yann FERREC
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

Remerciements

À LA FIN de l'année 2002, désirant poursuivre mes études par une thèse, je balançais entre trois groupes de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée : le groupe *Physique des images*, le groupe *Optique atomique* et le groupe *Optique quantique*. Pour ce dernier, je n'eus pas à hésiter longtemps, puisqu'on décida pour moi : comment, ayant suivi la voie de l'apprentissage à SupOptique, pouvais-je espérer faire une thèse ? Si encore j'en avais cherchée une dans l'industrie, mais dans un laboratoire universitaire ! Heureusement, les deux autres groupes me firent un discours plus favorable. Les sujets proposés en optique atomique étaient séduisants, et la réputation de ce groupe était reconnue internationalement. Mais je craignais que ce groupe ne fût trop grand pour que je m'y sentisse à mon aise. Et puis, à l'échelle de ma promotion de SupOptique, faire une thèse en optique atomique, c'était faire comme tout le monde : quoi de moins attrayant ? Tout le contraire de l'équipe *Spectro-imagerie* du groupe *Physique des images* : petite équipe de deux permanents, qui abordait un sujet nouveau pour elle. Mais la taille plus que modeste était compensée par la compétence, et, grâce à la collaboration de l'Onera, l'isolement n'était pas à craindre. Et *physique des images*, quel joli nom ! Bref, tout ceci pour dire que je décidai finalement d'aller travailler sur l'instrumentation optique en spectro-imagerie, décision que je n'ai à aucun moment regrettée. Pour cela, je remercie Pierre Chavel, responsable du groupe, Jean Taboury, responsable de l'équipe, qui a dirigé cette thèse avec une proximité quotidienne mais jamais étouffante, Hervé Sauer, et François Goudail, arrivé peu après. Et si l'ambiance à l'Institut d'Optique a été en permanence agréable, c'est évidemment aussi grâce à tous les autres membres du groupe ou voisins de couloir : Gaid Moulin et Arnaud Bénéière, Denis Joyeux, Daniel Phalippou, Philippe Lalanne, Christophe Sauvan, Guillaume Lecamp, Sébastien de Rossi, Francesca Arcara.

Cette thèse n'aurait pas existé sans le soutien financier de la DGA, dont Bruno Desruelle a été le correspondant, ni sans l'aide de l'Onera, particulièrement de Jérôme Primot, de Patricia Cymbalista et de Sophie Thétas, avec qui nous avons eu des contacts réguliers. Mais ces deux organismes ne se sont pas contentés de relations lointaines : leur implication active a permis la mise en œuvre d'un instrument aéroporté, qui a été le sel de cette thèse. Je remercie à ce titre Franck Lefèvre, de la DGA, et Joël Deschamps, de l'Onera. Le développement et l'utilisation de l'instrument ont été possibles grâce à de nombreuses personnes, aussi bien de l'Institut d'Optique que de l'Onera ou de la DGA. Je pense ainsi à Pierre Fournet, qui a conçu toute la mécanique d'assemblage et de réglage, à Raymond Mercier, responsable de l'équipe *Surfaces optiques*, et à Michel Lamare, qui ont caractérisé les éléments optiques. Je regrette vraiment de ne pas avoir eu le temps de mieux exploiter toutes leurs mesures. À l'Onera, Christophe Coudrain a donné beaucoup de temps, aussi bien pour fournir tout le matériel électronique que pour s'occuper de la logistique et de la compatibilité avec Timbre-Poste. Cette intégration sur Timbre-Poste n'aurait bien sûr pas été possible sans le concours de l'équipe TP : Philippe Vaquette, Mathieu Chambon, Rémi

Gouyon et Hélène Causse. Et au CEV d'Istres, Denis Petitpas a été l'indispensable et patient ingénieur d'essais responsable des vols. Qu'ils soient tous persuadés de ma reconnaissance.

Enfin, toute thèse se terminant par un manuscrit et une soutenance, malgré les craintes qu'ont pu avoir certains, je tiens sincèrement à remercier Michel Lequime et Jean-Pierre Maillard d'avoir accepté d'en être les rapporteurs minutieux.

*Tous les fleuves coulent vers la mer et
la mer n'est pas remplie. Vers l'endroit
où coulent les fleuves, c'est par là qu'ils
continueront de couler,
Ce qui fut, cela sera,
ce qui s'est fait se refera
et il n'y a rien de nouveau sous le soleil!*

Qo 1 7,9

Introduction

LA spectro-imagerie consiste à enregistrer l'image d'une scène dans un grand nombre de bandes spectrales : c'est donc en quelque sorte la généralisation de l'imagerie en couleurs, mais non plus avec trois « couleurs », mais avec plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de bandes spectrales, d'où le nom d'imagerie *hyperspectrale*, souvent synonyme de spectro-imagerie. Il est vrai qu'est encore floue la limite entre imagerie *hyperspectrale* et *multispectrale*, certains la faisant dépendre non seulement du nombre de bandes, mais aussi de leur largeur et de leur contiguïté. Néanmoins, même si la sémantique est mal fixée, le but est toujours d'obtenir par la dimension spectrale davantage d'information sur la scène observée.

Cette information supplémentaire peut être utile pour de nombreuses applications, et c'est ce qui fait que les domaines d'emploi de l'imagerie hyperspectrale sont variés, allant de la microscopie à l'astronomie, en passant par l'observation de l'environnement, dont l'observation aéroportée. C'est par ce biais que l'Onera¹ est impliqué dans le développement de la spectro-imagerie, aussi bien du point de vue de l'exploitation des images que de celui de l'instrumentation optique, et avec en particulier l'ambition de développer un instrument aéroporté infrarouge. Cet instrument, embarqué à bord d'un avion, fonctionnerait dans les bandes II ou III de transmission de l'atmosphère², et aurait une résolution au sol de l'ordre du mètre, pour une altitude du porteur d'environ 2000 m. La mission qui lui serait assignée serait tout simplement d'enrichir des bases de données de luminances spectrales de terrains, et aussi de valider les codes de propagation atmosphérique. Afin de définir au mieux ce spectro-imageur, l'Onera a mené des études prospectives, parmi lesquelles cette thèse, réalisée à l'Institut d'Optique.

Son but précis est de déterminer une technique de spectro-imagerie adaptée aux besoins de l'Onera, de l'étudier, et enfin de valider expérimentalement le principe retenu. De ce triple objectif découle naturellement le plan que nous avons adopté pour présenter nos travaux, puisque, dans la première partie de cette thèse, nous présentons une étude bibliographique des concepts d'imagerie hyperspectrale et de leur traduction instrumentale. Cet état de l'art nous permet dans la deuxième partie de choisir un principe séduisant, malgré son nom compliqué de *spectro-imagerie par transformée de Fourier statique à grande étendue*, dont nous étudions les aspects optiques. La troisième et dernière partie de cette thèse relate la conception et la mise en œuvre d'un instrument aéroporté, fonctionnant par facilité dans le domaine visible et non infrarouge, qui nous a permis de valider le principe retenu, mais aussi de mettre en évidence certains points durs restant encore à résoudre.

¹Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales

²ce qui correspond grossièrement aux intervalles de longueur d'onde $[3\mu\text{m};5\mu\text{m}]$ et $[8\mu\text{m};12\mu\text{m}]$, ces deux bandes n'étant pas d'ailleurs pas nécessairement couvertes par le même appareil

Première partie

État de l'art

Introduction

CETTE première partie de notre thèse est consacrée à l'état de l'art de la spectro-imagerie aéroportée, que nous avons choisi de présenter sous deux aspects complémentaires : tout d'abord une description des concepts de spectro-imagerie, c'est-à-dire comment un instrument peut faire une mesure résolue à la fois spatialement et spectralement, sans nous préoccuper de savoir si ces concepts sont effectivement utilisés ou non, puis un recensement des instruments aéroportés opérationnels, au cours duquel nous verrons quelles performances sont actuellement atteintes, et de quelles manières elles le sont. Si ce second volet (chapitre 6) correspond à l'état de l'art de la spectro-imagerie aéroportée proprement dit, il nous a semblé indispensable de l'accompagner du premier (chapitres 1 à 5), plus général, pour deux raisons. La première est que, par la description préalable des concepts de mesure, il est ensuite plus facile de se concentrer sur les détails de leur mise en œuvre et sur la comparaison des instruments. La seconde raison est que rien n'assure que le concept optique le plus adapté à notre besoin ait déjà été employé dans un instrument aéroporté : nous ne pouvions donc pas nous restreindre aux techniques les plus en vogue ; c'est pourquoi on trouvera dans les pages suivantes des principes d'imagerie hyperspectrale manifestement non adaptés à notre application propre, mais que nous ne pouvions pas exclure *a priori*.

Cette nécessité d'avoir une vue très large crée une difficulté, qui est le grand nombre de concepts optiques qui peuvent être employés. Ce nombre est trop important pour nous contenter d'une simple énumération non ordonnée : « si elle s'en tenait à l'exposition nue et sèche [...], elle deviendrait un faix inutile et accablant : inutile, parce que peu importerait à l'instruction d'avoir la mémoire chargée de faits inanimés, et qui n'apprennent que des faits secs et pesants à l'esprit à qui nul enchaînement ne les range et ne les rappelle ; accablant, par un fatras sans ordre et sans lumière qui puisse conduire à plus qu'à ployer sous la pesanteur d'un amas de faits détachés et sans liaison l'un à l'autre, dont on ne peut faire aucun usage utile ni raisonnable » (Saint-Simon, t. I, p. 5). Nous nous sommes donc efforcé de passer en revue les techniques d'imagerie hyperspectrale en respectant une progression logique, assez proche d'ailleurs d'un classement fréquemment utilisé³, et dont l'abord est assez naturel, puisqu'il classe les concepts d'une part selon la manière dont est obtenue la discrimination *spectrale* de la scène et d'autre part selon la manière dont on obtient la discrimination *spatiale* de cette même scène.

Le premier critère permet de définir trois catégories d'instruments (nous verrons qu'il y en a d'autres, mais moins utilisées) :

- ceux basés sur un élément dispersif (c'est-à-dire un élément qui dévie la lumière différemment selon sa longueur d'onde),

³par exemple par Sellar et Boreman (2005) ou Nieke (2002, p. 39 et suivantes), entre autres

- ceux basés sur des filtres (c'est-à-dire des éléments qui ne sont transparents – ou réfléchissants – que pour une longueur d'onde à la fois⁴),
- et enfin ceux reposant sur un interféromètre à deux ondes (spectroscopie par transformée de Fourier).

Le second critère correspond plutôt à l'évolution du champ de vue instantané de l'instrument. S'il se réduit à un point qui balaie la scène dans les deux directions (cf. figure 1), le mode d'acquisition sera appelé *monopoint* (*whiskbroom* en anglais). Si par contre toute la largeur de la scène est vue simultanément, mais toujours un seul point dans l'autre direction, qui nécessite donc un balayage continu, nous appellerons le mode d'acquisition à *champ linéaire défilant* (en anglais *pushbroom*). Le troisième mode d'acquisition spatial, dénommé à *trame pointée* (*framing* ou *staring* en anglais) consiste à observer de manière fixe une zone à deux dimensions de la scène, à en acquérir l'image spectrale, puis à passer à la zone suivante. Contrairement au mode à *champ linéaire défilant*, le mode à *trame pointée* se caractérise donc par un champ instantané résolu dans les deux dimensions spatiales, et un balayage « par sauts » de la scène. En combinant l'acquisition à *trame pointée* et celle à *champ linéaire défilant*, on obtient le mode à *trame défilante* (en anglais *windowing*) : le champ de vue s'étend dans les deux directions, tout en défilant continûment avec l'avancée du porteur.

Au cours des quatre chapitres suivants, nous allons suivre ces quatre modes d'acquisition pour décrire de manière progressive la quasi-totalité des techniques de spectro-imagerie.

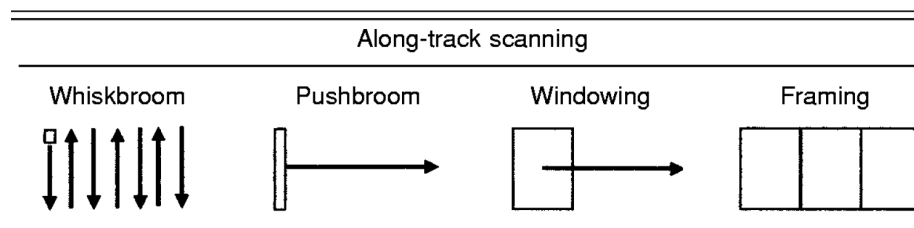


FIG. 1 – Modes d'acquisition spatiale d'une spectro-image : monopoint, à champ linéaire défilant, à trame défilante et à trame pointée. (Source : Sellar et Boreman, 2005)

⁴en toute rigueur, il faudrait bien sûr écrire « transparents dans un domaine étroit de longueurs d'onde ». Mais une telle rigueur n'aurait pour effet que d'obscurcir le discours.

Chapitre 1

Les instruments fonctionnant en mode *monopoint*

C'EST sans doute une lapalissade que d'écrire que pour faire un spectro-imageur, il faut savoir faire un spectromètre. Cependant, nombre de spectro-imageurs se résument à un spectromètre auquel a été ajoutée une fonction d'imagerie. Dans les cas les plus simples, cette fonction d'imagerie est entièrement assurée par un système de balayage (mode *monopoint*), de sorte que le spectromètre voit les points de la scène les uns après les autres. Cette fonction est d'une certaine manière extérieure à l'instrument : dans la suite de cette section, nous ne nous préoccupons donc plus de l'imagerie, et nous pourrions ainsi nous intéresser uniquement aux spectromètres, qui, si l'on excepte les appareils les plus compliqués, se divisent en deux catégories :

- ceux qui utilisent un monodétecteur, la mesure se construisant dans le temps ;
- ceux qui utilisent une barrette, voire une matrice, de détecteurs, et la mesure se construit alors dans l'espace.

1.1 Spectromètres à monodétecteur

Ces spectromètres utilisent un filtre dont les propriétés varient lors de la mesure.

1.1.1 Filtres passe-bande

La manière la plus élémentaire de faire consiste à utiliser différents filtres étroits que l'on place successivement devant le détecteur : c'est ce que l'on appelle une roue à filtres (voir figure 1.1). Au lieu de filtres séparés, la transition entre les diverses longueurs d'onde peut se faire continûment ; la roue à filtres devient alors un filtre circulairement variable¹ (Wyatt, 1975). Dans des spectromètres plus élaborés, le filtre est unique et accordable. Nous évoquerons dans un prochain chapitre (page 28) les principales catégories de filtres accordables.

1.1.2 Spectromètres dispersifs à monodétecteur

Nous verrons au paragraphe 1.2.1 qu'un réseau de diffraction (ou prisme dispersif) permet de séparer angulairement le spectre d'une source limitée par une fente d'entrée. Lors-

¹en anglais *CVF*, acronyme de *Circular-Variable Filter*

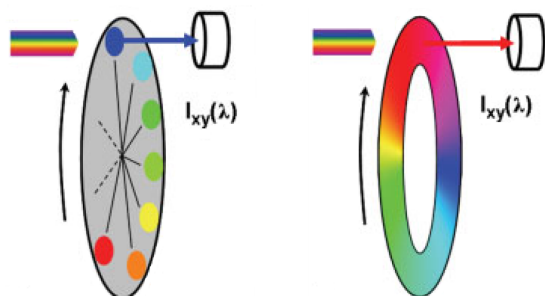


FIG. 1.1 – Roue à filtres et filtre circulairement variable (d'après Garini et al., 2006).

qu'on ne dispose que d'un seul détecteur, on peut déplacer ce détecteur, ou faire pivoter le réseau de diffraction, ce qui fait varier la longueur d'onde que reçoit le détecteur immobile.

1.1.3 Spectromètres par transformée de Fourier temporelle

Un des principaux défauts des filtres étroits est que, pour une source à spectre large, seule une faible proportion de la lumière incidente est utilisée. Pour remédier à cette perte, il faut renoncer à une mesure bande spectrale par bande spectrale, et privilégier une mesure dite *multiplexée*, dont l'exemple le plus répandu est la spectroscopie par transformée de Fourier.

a. Principe de la spectroscopie par transformée de Fourier

Le principe de la spectroscopie par transformée de Fourier repose sur les interférences à deux ondes : quand deux ondes quasi monochromatiques et cohérentes interfèrent, l'intensité résultante est une fonction sinusoïdale de la différence de marche entre les deux ondes. L'amplitude de cette sinusoïde est proportionnelle au flux reçu, et sa fréquence est proportionnelle au nombre d'onde². Lorsque la source n'est plus monochromatique, l'intensité mesurée en fonction de la différence de marche devient une somme de sinusoïdes³, l'amplitude de chacune de ces sinusoïdes étant toujours proportionnelle à l'intensité spectrale de la source au nombre d'onde associé à cette sinusoïde — en supposant le détecteur linéaire. En d'autres termes, le signal mesuré (l'*interférogramme*) est le résultat du filtrage du spectre de la source par des filtres sinusoïdaux, c'est-à-dire sa transformée de Fourier. Un calcul numérique permet de retrouver le spectre à partir de l'interférogramme (voir figure 1.2).

b. Réalisation expérimentale

Expérimentalement, le cœur de la quasi totalité des instruments est un interféromètre de Michelson, dans lequel un des miroirs se translate pour générer la variation de différence de marche (figure 1.3). À partir de ce montage de base, éventuellement miniaturisable à l'extrême (Noell *et al.*, 2002), de très nombreuses variantes sont possibles. Par exemple, les miroirs plans devant être déplacés parallèlement à eux-mêmes, ils peuvent être remplacés par des montages *œils-de-chat* (Bousquet, 1969, p. 192), ou, plus souvent, par des coins de cube, insensibles à la rotation autour de leur sommet (Fellgett, 1958b). Pour limiter l'amplitude du déplacement des miroirs, il peut être judicieux de les lier mécaniquement de sorte que le

²le nombre d'onde est l'inverse de la longueur d'onde

³car on peut considérer que deux ondes de longueur d'onde différente n'interfèrent pas

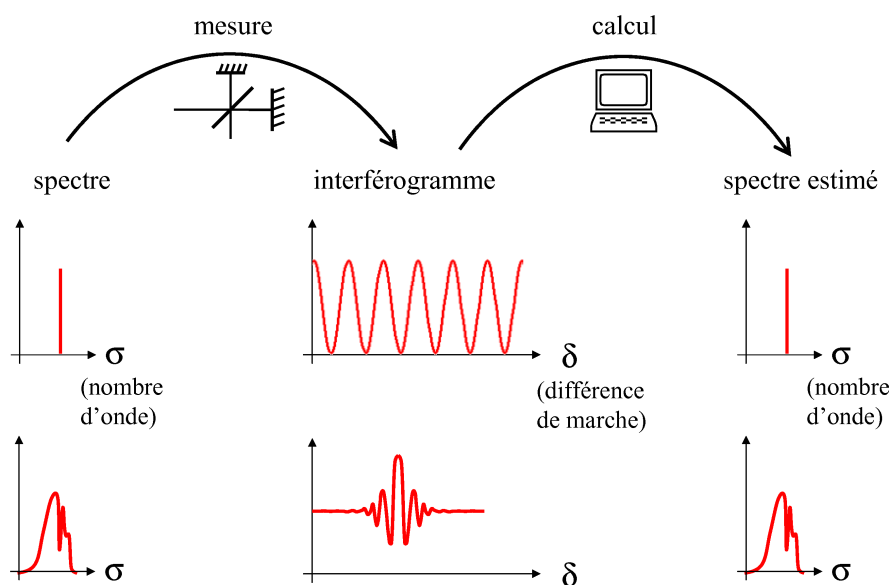


FIG. 1.2 – Principe de la spectroscopie par transformée de Fourier

déplacement de l'un implique le déplacement de l'autre, mais en sens contraire, par exemple en les plaçant têtes-bêches sur le même chariot (Beer *et al.*, 2001), d'autres montages étant couramment utilisés : voir par exemple Simon *et al.* (1994) ou Fischer et Oelhaf (1996). D'autre part, de nombreux interféromètres disposent de deux voies d'entrée et de deux voies de sortie, qu'une conception adaptée de l'instrument permet d'utiliser, afin de récupérer deux interférogrammes complémentaires (les deux sorties de l'interféromètre), ou d'obtenir la différence spectrale entre l'objet observé et une source de référence placée sur la seconde entrée (Genzel *et al.*, 1976; Grandmont *et al.*, 2003; Thériault *et al.*, 2004 ; etc.).

Ces quelques exemples correspondent à une majorité des interféromètres utilisés, mais ils ne couvrent pas la très grande diversité des architectures envisageables (Genzel *et al.*, 1976; Kauppinen *et al.*, 1995; Korb *et al.*, 1996; Joyeux *et al.*, 2005b ; etc.), qu'il serait inutile de décrire ici. Nous ne pouvons cependant pas omettre de citer d'une part l'interféromètre de Martin et Puplett (Martin et Puplett, 1969), particulièrement utilisé dans l'infrarouge lointain (Carli *et al.*, 1999), dans lequel la séparation du faisceau est une séparation de polarisation, après remplacement de la lame semi-réfléchissante par un polariseur à grille⁴, et d'autre part l'interféromètre à miroir lamellaire (Strong et Vanasse, 1960), interféromètre à division de front d'onde par l'imbrication en peigne de deux miroirs dont la différence de profondeur crée la différence de marche.

N'oublions pas non plus que la variation de différence de marche entre les deux bras peut être obtenue par modification de l'indice du milieu traversé plutôt que par un allongement du chemin géométrique. Parmi les interféromètres qui exploitent cette propriété, les interféromètres par biréfringence, composés d'un élément biréfringent entouré de deux polariseurs. L'élément biréfringent introduit un retard entre les deux polarisations correspondant à ses

⁴une autre solution pour éviter la lame semi-réfléchissante dans un interféromètre à division d'amplitude est d'utiliser un réseau de diffraction fonctionnant dans les ordres -1 et +1, solution retenue par exemple par Fonck *et al.* (1978) ou Millard *et al.* (2004)

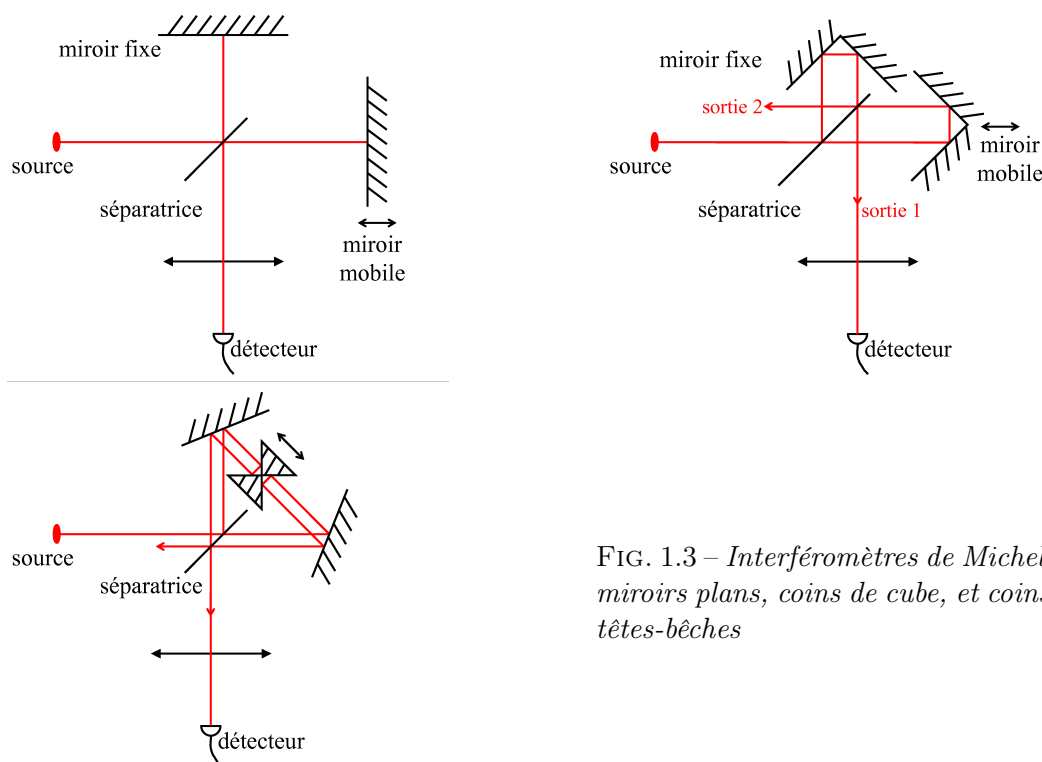


FIG. 1.3 – Interféromètres de Michelson avec miroirs plans, coins de cube, et coins de cube têtes-bêches

axes propres : on fait alors interférer ces deux polarisations à l'aide du second polariseur. La différence de marche est ajustée *via* le contrôle de la biréfringence de l'élément central, en utilisant l'effet Pockels ou bien des cristaux liquides, qu'ils soient nématiques (Itoh *et al.*, 2004) ou ferro-électriques (Chao *et al.*, 2003). De cette manière, le montage est figé mécaniquement.

Enfin, des spectromètres par transformée de Fourier se présentent quelquefois sous la forme d'un interféromètre de Lippmann (Knipp *et al.*, 2003; Le Coarer et Fournier, 2007), c'est-à-dire que les interférences sont celles créées par la superposition de deux ondes contra-propagatives, l'onde incidente et cette même onde réfléchie (voir la figure 1.4). L'onde stationnaire qui en résulte est sinusoïdale si le rayonnement est monochromatique (de période la demie longueur d'onde) : ce dispositif est donc bien un spectromètre par transformée de Fourier. L'intensité de l'onde stationnaire est mesurée à différentes distances du miroir, ce qui revient à modifier la différence de marche entre les deux ondes.

c. Avantages de la spectroscopie par transformée de Fourier

La spectrométrie par transformée de Fourier, d'usage courant, bénéficie de deux atouts majeurs.

- Un gain radiométrique important, puisque, d'un point de vue spectral, la quasi-totalité du flux incident est utilisé. Ce gain est connu sous le nom de *gain multiplex*, ou *avantage de Fellgett* (Fellgett, 1958a) pour la spectroscopie par transformée de Fourier. L'existence de gain n'est toutefois pas assurée : il dépend des statistiques du bruit et

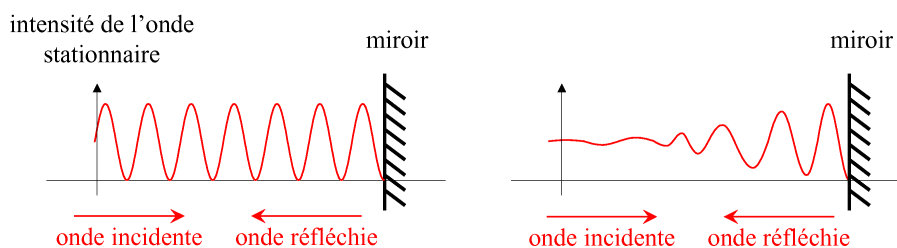


FIG. 1.4 – Principe de la spectroscopie par transformée de Fourier en utilisant une onde stationnaire, monochromatique (figure de gauche) ou au spectre large (figure de droite). C'est le principe de la photographie couleur de Lippmann.

de la forme du signal⁵.

- Une très haute résolution spectrale. En effet, l'interférogramme et l'estimation du spectre étant reliés par une transformée de Fourier, il suffit d'étendre la plage des différences de marche auxquelles sont faites les mesures pour améliorer la résolution spectrale⁶. Des pouvoirs de résolution de l'ordre du million sont par exemple accessibles dans l'ultra-violet à 50 nm (Joyeux *et al.*, 2005a), et de plusieurs dizaines de millions dans le visible ou l'infrarouge.

Il arrive aussi qu'on accorde à la spectroscopie par transformée de Fourier la qualité d'avoir une fonction d'appareil indépendante de la longueur d'onde (avantage dit *de Connes*), propriété utile pour une exploitation fine des spectres mesurés. Plus fréquemment, on trouve mention de l'avantage dit *de Jacquinot*, ou *d'étendue*, qui traduit le fait que, dans un interféromètre de Michelson, l'étendue géométrique de la source peut être augmentée sans brouiller les franges (Jacquinot, 1958). Mais cet avantage n'est pas attaché à la spectroscopie par transformée de Fourier en général, et dépend du dispositif expérimental utilisé. En effet, l'avantage de Jacquinot traduit la symétrie de révolution du montage, ce qui fait que, quand on étend la surface de la source ou qu'on ouvre la pupille, les variations des trajets des rayons sont nulles au premier ordre (s'il n'y a aucune surface « pointue »). Un spectromètre par transformée de Fourier avec un interféromètre de Michelson semblable à ceux de la figure 1.3 possède donc cet avantage, tout comme un interféromètre de Fabry-Perot, mais pas un spectromètre par transformée de Fourier statique en franges de coin d'air (voir page 16).

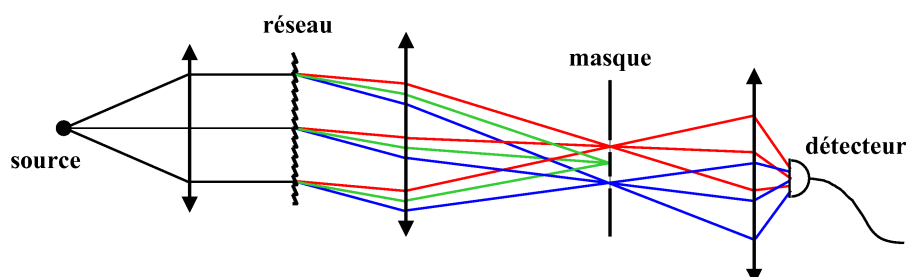
1.1.4 Spectromètres à masque multiplexeur

Les deux solutions d'utilisation d'un réseau de diffraction avec un détecteur unique décrites page 7 partageaient avec le filtre étroit le défaut de gaspiller une très grande partie du flux incident. La spectrométrie par transformée de Fourier, ou plutôt le multiplexage par interférences à deux ondes, est une stratégie pour compenser cette perte de luminosité sans utiliser pour autant plusieurs détecteurs, mais le multiplexage du signal à mesurer, c'est-à-dire le mélange de plusieurs longueurs d'onde, peut aussi être fait par un codage spatial du spectre. En effet, avec un spectromètre dispersif, un point source donne à chaque

⁵pour plus de détails, se reporter à l'annexe A

⁶et réciproquement, tant que les matériaux utilisés le permettent, on peut étendre le domaine spectral de mesure simplement en échantillonnant plus finement l'interférogramme

longueur d'onde un point image, ces différentes images étant alignées dans la direction de la dispersion du réseau. Un filtre spatial placé dans ce plan agit donc comme un filtre spectral. C'est ce qui est fait dans un spectromètre à multiplexage binaire, où un masque de sortie, binaire — mais qui pourrait théoriquement ne l'être pas — sélectionne plusieurs longueurs d'onde, au lieu d'une seule dans un spectromètre « classique ». Le flux total qui traverse le masque est détecté. Une seule mesure contient donc de l'information sur un grand nombre de canaux spectraux, mais cette seule mesure ne permet pas de séparer ces différents canaux. Ceci est réalisé en utilisant divers masques de sortie, choisis de sorte que l'on puisse inverser le problème (Ibbet *et al.*, 1968; Decker et Harwitt, 1968). La figure 1.5 expose le cas simple où il n'y a que trois longueurs d'onde.



$$\begin{cases} m_1 = R + V \\ m_2 = R + B \\ m_3 = V + B \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} R = \frac{m_1 + m_2 - m_3}{2} \\ V = \frac{m_1 - m_2 + m_3}{2} \\ B = \frac{-m_1 + m_2 + m_3}{2} \end{cases}$$

FIG. 1.5 – Spectrométrie par multiplexage binaire : un masque, placé dans le plan où « s'image » le spectre, bloque certaines longueurs d'onde et en laisse passer d'autres. Des mesures faites avec différents masques, on en déduit le spectre. Dans l'exemple représenté ici, on considère trois longueurs d'onde notées R , V et B . Trois mesures sont donc nécessaires, notées $m_{1,2,3}$. Par inversion de ces mesures, on obtient R , V et B .

Plus généralement, s'il y a n longueurs d'onde à mesurer, n mesures avec n masques formés de n éléments sont nécessaires. Les mesures $m_{i,i=1\dots n}$ sont alors reliées aux intensités spectrales $\lambda_{i,i=1\dots n}$ par une matrice carrée, dont les lignes sont les masques utilisés⁷ :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ \vdots \\ m_n \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \boxed{\text{masque}_1} \\ \boxed{\text{masque}_2} \\ \vdots \\ \boxed{\text{masque}_n} \end{pmatrix}}_M \cdot \begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \vdots \\ \lambda_n \end{pmatrix}$$

⁷remarquons que sous cette écriture est valable pour tout multiplexage linéaire, y compris par transformée de Fourier

La matrice M doit être inversible pour retrouver les intensités spectrales et, dans le cas d'un codage binaire, ses éléments ne prennent que deux valeurs, généralement $+1$ et 0 . Cette matrice est souvent dérivée des matrices d'Hadamard⁸, d'où le nom de *spectroscopie d'Hadamard*. Ces matrices sont des matrices binaires constituées de -1 et $+1$ et permettant de bénéficier d'un avantage multiplex optimal (Nelson et Fredman, 1970)⁹. Elles ont en outre l'avantage de pouvoir être cycliques, c'est-à-dire que n'importe quelle ligne de la matrice se déduit de la précédente ou de la suivante par une permutation circulaire; le premier élément devient le deuxième, le deuxième devient le troisième, etc. Ceci permet d'utiliser un seul masque dans l'instrument, masque que l'on translate de la longueur d'une ouverture à chaque mesure (cf figure 1.6).

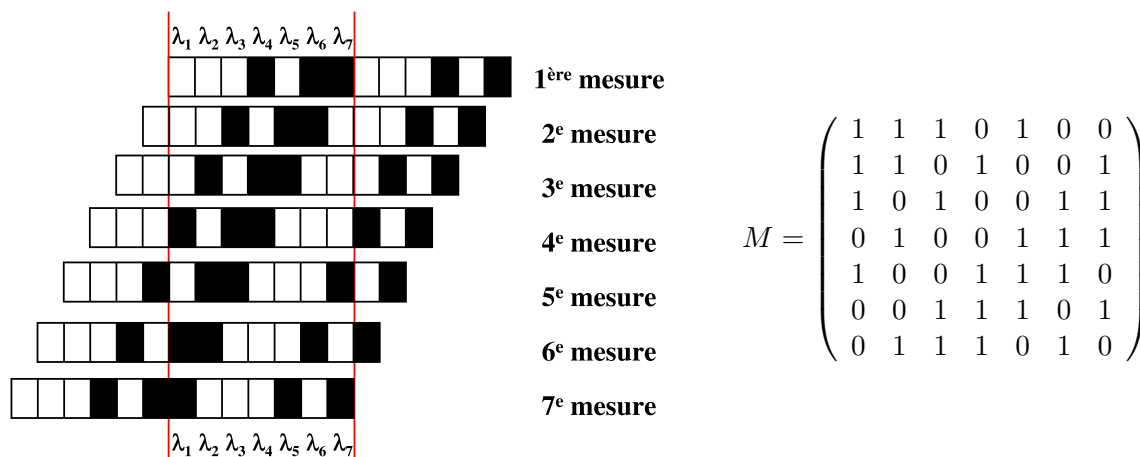


FIG. 1.6 – Exemple de masque cyclique utilisable en spectroscopie d'Hadamard et matrice associée.

L'enchaînement des différents masques peut être remplacé par une matrice de micro-miroirs qui vibrent chacun à une fréquence particulière (Spudich *et al.*, 2003; Fateley, 2000). Dans le signal total détecté, chaque fréquence temporelle est donc associée à une longueur d'onde du flux lumineux entrant, dont le spectre peut ainsi être retrouvé par une transformation de Fourier du signal mesuré. Mais il nous semble qu'appeler cette méthode *spectrométrie par transformée de Fourier* peut prêter à confusion, puisqu'il ne s'agit que d'un cas particulier du masquage spatial. Parmi les intérêts de cette méthode, citons la possibilité de contrôler indépendamment le signal attribué à chaque longueur d'onde, ainsi que la rapidité de commutation des micro-miroirs.

1.1.5 Spectromètres à dispersion axiale

Les composants dispersifs que nous venons de voir avaient pour but de séparer selon la longueur d'onde les points de focalisation de la lumière incidente, ces différents foyers étant répartis perpendiculairement à l'axe optique. D'autres éléments peuvent eux générer des images du trou source alignées le long de l'axe optique. Un petit diaphragme d'analyse placé sur l'axe optique collecterait une grande partie du flux à la longueur d'onde dont le

⁸ou de Walsh-Hadamard

⁹même si en pratique, l'utilisation de masques opaques conduit à des matrices binaires formées de 0 et de 1

foyer est au niveau du diaphragme, et très peu aux autres longueurs d'onde, puisque la tache image serait alors beaucoup plus grande que le diaphragme en raison de l'aberration chromatique (voir le schéma de la figure 1.7). Un tel système permettrait donc de mesurer le spectre du rayonnement incident.

Nous n'avons pas connaissance de l'existence d'un tel spectromètre, il est vrai non dénué de défauts. Nous verrons cependant que cette méthode est utilisée en spectro-imagerie.

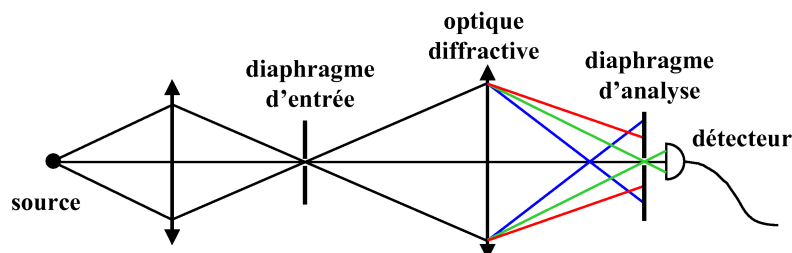


FIG. 1.7 – Utilisation possible d'une optique chromatique (non repliée) en tant que spectromètre.

1.2 Spectromètres à barrette de détecteurs

Dans ces spectromètres, l'information spectrale est étalée spatialement. Ceci se fait principalement de trois façons : par déviation des rayons et par filtrage selon leur hauteur ou leur direction, ce filtre étant en pratique un filtre étroit ou un filtre de Fourier.

1.2.1 Spectrographes par déviation chromatique des rayons

a. Spectrographes dispersifs à fente

La première façon d'étaler l'information spectrale est de dévier les rayons selon leur longueur d'onde : c'est ce que fait un élément dispersif, comme un réseau de diffraction ou un prisme. Si cet élément est plan, il est inséré dans un espace où l'image du point source est renvoyée à l'infini (voir la figure 1.8). Après passage par l'élément dispersif, la déviation du rayon traduit sa longueur d'onde. Un système optique situé en aval permet de séparer spatialement les différentes longueurs d'onde. Il est constant que si le faisceau d'entrée est angulairement étendu dans la direction de dispersion, après celle-ci, la relation entre direction des rayons et longueur d'onde ne sera plus bijective. C'est pourquoi l'entrée de ces spectromètres est délimitée par un trou source, ou éventuellement une fente perpendiculaire à la direction de la dispersion, si l'on désire gagner en flux sans perdre en résolution spectrale. Dans certaines architectures, le réseau de diffraction est concave, ce qui permet d'avoir un seul composant pour faire la dispersion du spectre et la conjugaison entre la fente d'entrée le plan de détection (Bousquet, 1969, p. 81).

Par rapport aux réseaux, les prismes ont l'avantage de conserver pour la mesure tout le flux lumineux (à l'exception des réflexions parasites sur les surfaces), tandis qu'un réseau de diffraction n'atteint jamais 100% d'efficacité dans le même ordre de diffraction sur un large domaine spectral. Par contre, les réseaux ont l'avantage d'avoir une dispersion (et

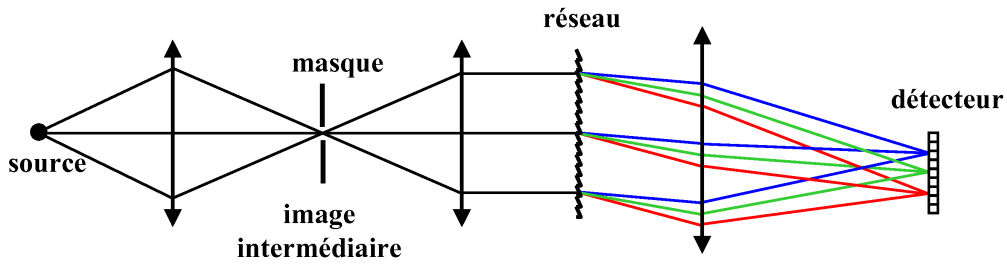


FIG. 1.8 – Principe d'un spectrographe à élément dispersif plan. Un masque dans le plan de l'image intermédiaire permet de ne sélectionner qu'un point de la scène. L'image de ce point est alors envoyée à l'infini, et déviée selon sa longueur d'onde par l'élément dispersif. Cette variation de la déviation se traduit, dans le plan focal de la dernière lentille, par une variation de la position du point image en fonction de la longueur d'onde.

donc une résolution spectrale) qui peut être plus élevée et moins dépendante de la longueur d'onde que celle des prismes, et les processus de fabrication offrent une certaine latitude pour adapter les caractéristiques du réseau à l'application envisagée, entre autres le profil du motif périodique (ce qui a une influence sur l'efficacité de diffraction) ou l'espacement entre ces motifs (par exemple, les aberrations peuvent être en partie corrigées si le pas du réseau n'est pas le même sur toute la surface).

b. Spectrographes formés de lames dichroïques

Une autre manière de dévier les rayons est d'utiliser des lames dichroïques, qui sont transparentes ou réfléchissantes selon la longueur d'onde du faisceau incident. La mise en cascade de plusieurs de ces lames permet d'adresser chaque bande de longueur d'onde à un détecteur particulier.

1.2.2 Filtre passe-bande

La deuxième façon de mesurer un spectre dans l'espace est d'utiliser un filtre dont les propriétés varient spatialement.

a. Filtrage spectral des rayons selon leur hauteur d'impact

Les propriétés du filtre peuvent varier avec la hauteur d'impact des rayons. C'est ce que fait par exemple un filtre en coin (ou filtre linéairement variable — LVF), comme décrit par Min et Lee (2006) et illustré sur la figure 1.9. Le filtre est alors placé au voisinage du détecteur.

Il est à noter que ce type de filtre est fréquemment utilisé en conjonction avec un réseau (ou plus généralement avec un élément dispersif), pour supprimer les ordres parasites de diffraction ou la lumière émise après le réseau, tout en conservant la bonne résolution spectrale de ce dernier.

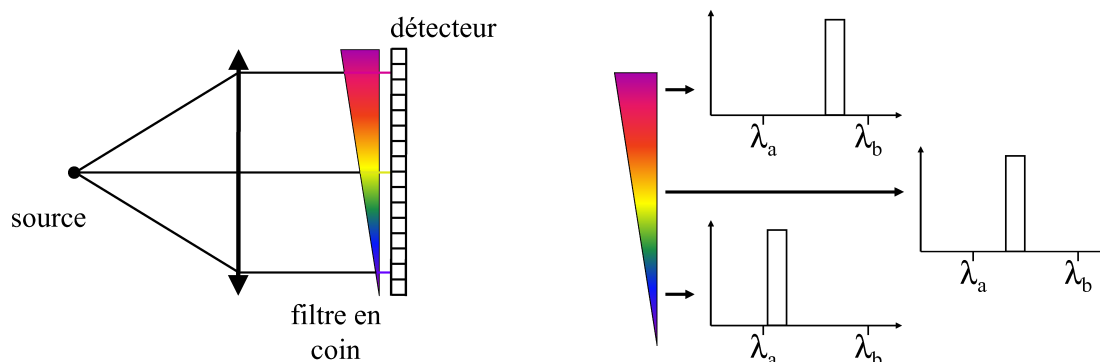


FIG. 1.9 – Spectromètre avec filtre en coin. Il s'agit souvent de filtres multicouches dont l'épaisseur des couches varie avec la position dans le filtre. La fonction de l'optique de tête est d'imposer un même angle d'incidence des rayons sur l'ensemble du filtre.

b. Filtrage spectral des rayons selon leur incidence

On peut aussi filtrer les rayons selon leur incidence, par exemple à l'aide d'un interféromètre de Fabry et Perot, éventuellement incliné, ou d'un réseau de diffraction épais (réseau de Bragg), pour lequel la longueur d'onde efficacement diffractée dépend de l'angle d'incidence. Cette fois-ci, le filtrage se faisant « à l'infini », le détecteur est placé dans le plan focal d'une optique située après le filtre.

1.2.3 Spectrographes par transformée de Fourier statique

Au lieu d'utiliser des filtres spectralement étroits, on peut aussi multiplexer le spectre en utilisant des interféromètres à deux ondes (Stroke et Funkhouser, 1965). On dit alors que le spectromètre est à transformée de Fourier *statique*, par opposition aux spectromètres par transformée de Fourier *temporelle*¹⁰ Comme pour le filtre passe-bande, le filtrage peut se faire selon la hauteur d'impact des rayons, ou leur incidence.

a. Filtrage spectral des rayons selon leur hauteur d'impact

Ces spectromètres utilisent des interféromètres en configuration « coin d'air » : interféromètres de Michelson (Guérineau *et al.*, 2004), de Mach-Zehnder (Juntilla *et al.*, 1991), interféromètres à bi-miroir de Fresnel (Juntilla, 1992), interféromètres cycliques avec un nombre impair de miroirs (Barnes, 1985), interféromètres biréfringents (Patterson *et al.*, 1996), etc. Le plan de localisation des franges peut être directement accessible, comme le font par exemple Rommeluere *et al.* (2004) ou Padgett et Harvey (1995), mais le plus souvent il est situé au cœur de l'interféromètre, et une optique est nécessaire pour faire l'image des franges sur le détecteur.

Il est aussi possible d'utiliser un coin d'air « en escalier », obtenu avec un interféromètre de Michelson en franges d'égale inclinaison, mais dont un des miroirs, si ce n'est les deux, est formé de plusieurs facettes parallèles décalées longitudinalement les unes par rapport aux

¹⁰L'avantage d'un spectromètre par transformée de Fourier statique sur un spectromètre dispersif à barrette est moins net que ne l'était celui du spectromètre à transformée de Fourier temporelle sur son homologue dispersif, puisque le bilan radiométrique est sensiblement le même ; il faut alors plutôt chercher son intérêt dans la répartition du bruit.

autres (Rosak et Tintò, 2004).

Pour l'anecdote, signalons qu'il est possible de mettre à profit l'effet Talbot pour faire de la spectroscopie par transformée de Fourier statique (Kung *et al.*, 2001).

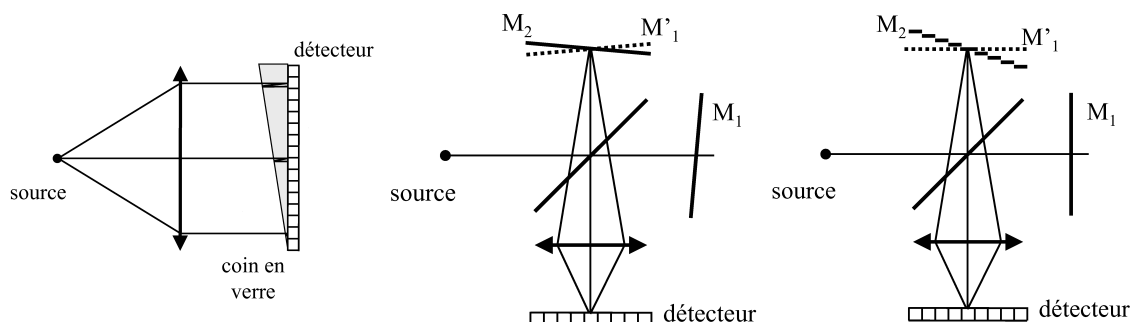


FIG. 1.10 – Exemples de spectromètres par transformée de Fourier statique utilisant des franges de coin d'air : il s'agit de remplacer le filtre en coin de la figure 1.9 par un filtre sinusoïdal, par exemple en passant d'interférences à ondes multiples à des interférences à deux ondes –ou presque! (Rommelueire *et al.*, 2004). Plus classiquement, on utilise un « vrai » interféromètre à deux ondes, par exemple un interféromètre de Michelson en coin d'air. Dans ce dernier cas, les franges étant localisées au niveau des miroirs, il convient de conjuguer optiquement ces miroirs et le détecteur. L'utilisation d'un miroir en marches d'escalier conduit à un coin d'air discrétisé.

b. Filtrage spectral des rayons selon leur incidence

Cette fois-ci, les franges, localisées à l'infini, s'obtiennent par un décalage latéral des rayons que, là encore, divers interféromètres permettent de créer : interféromètre de Michelson à dièdres, interféromètre biréfringent avec une lame de Savart (Hashimoto et Kawata, 1992), ou deux lames de Wollaston (Prunet *et al.*, 1999), interféromètre cyclique (Okamoto *et al.*, 1984), etc. Nous avons choisi ce dernier pour illustrer le fonctionnement de ces spectromètres (figure 1.11).

c. Spectrométrie par transformée de Fourier statique à hétérodynage spatial

En spectrométrie par transformée de Fourier, ce n'est pas directement le spectre de la source qui est mesuré, mais sa transformée de Fourier, c'est-à-dire l'interférogramme. L'échantillonnage du spectre est donc gouverné par celui de l'interférogramme selon les lois de la transformation de Fourier discrète. Entre autres conséquences, il est celles que le spectre calculé contient le même nombre de points que l'interférogramme, et qu'il commence dès le nombre d'onde zéro. Pour atteindre une haute résolution spectrale, qui est un des points forts de la spectrométrie par transformée de Fourier, il semble donc qu'il faille mesurer un nombre considérable de points de l'interférogramme, même si la zone spectrale utile est étroite. Or, en spectrométrie par transformée de Fourier statique, le nombre maximal de points mesurés est fixé par le format du détecteur, et se trouve insuffisant pour de la haute

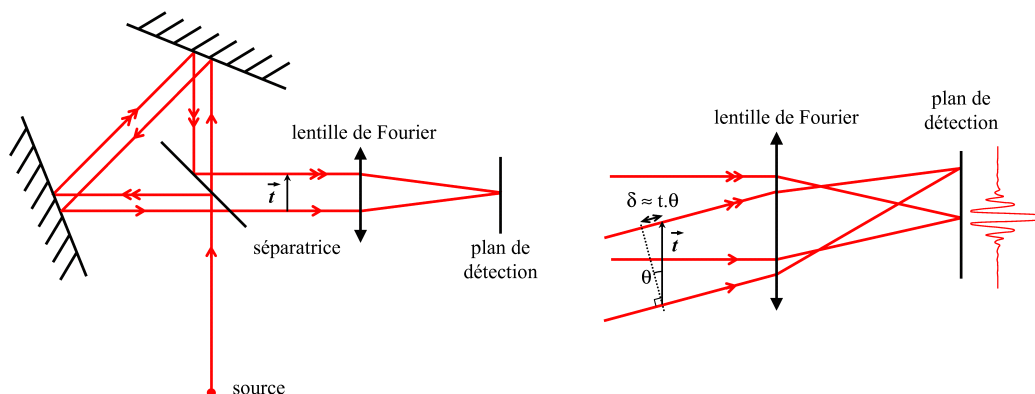


FIG. 1.11 – Spectromètre par transformée de Fourier statique basé sur un interféromètre de Sagnac : l'interféromètre dédouble le rayon d'entrée et translate les deux rayons de sortie l'un par rapport à l'autre, ce qui revient à les déphaser lorsque l'on observe à l'infini, la différence de marche δ dépendant de l'angle de champ θ . On obtient ainsi un interférogramme spatial.

résolution spectrale¹¹.

Pour remédier à ce défaut, une des solutions est de sous-échantillonner l'interférogramme (Rosak et Tintò, 2004), ce qui crée un repliement du spectre calculé. La validité de cette méthode suppose d'une part que le spectre auquel le détecteur est sensible est suffisamment étroit pour que ses répliques, créées par la discrétisation de l'interférogramme, ne se chevauchent pas ; et d'autre part que le filtrage de l'interférogramme dû à la taille des détecteurs ne soit pas trop important.

La spectrométrie par transformée de Fourier statique à *hétérodynage spatial* est un autre montage statique adapté à la très haute résolution spectrale. L'idée est de chercher à ce que la fréquence nulle de l'interférogramme ne corresponde plus au nombre d'onde zéro, mais à un nombre d'onde σ_0 beaucoup plus proche du domaine spectral utile. Autrement dit, il faut que l'interféromètre utilisé soit tel que, en tout point du plan des franges, la différence de marche soit nulle au nombre d'onde σ_0 . Avec un interféromètre achromatique, c'est-à-dire où la différence de marche ne dépend pas de la longueur d'onde, cette condition implique que la différence de marche est nulle à toutes les longueurs d'onde, ce qui ôte tout intérêt au montage. Très naturellement, on en conclut à la nécessité d'introduire dans l'interféromètre un élément dispersif. C'est ce que font les spectromètres statiques à transformée de Fourier à *hétérodynage spatial* (Dohi et Suzuki, 1971).

Prenons l'exemple d'un spectromètre bâti autour d'un interféromètre de Michelson en franges d'égale épaisseur. Avec cet interféromètre, la différence de marche se règle par une rotation des miroirs. En interférométrie à hétérodynage spatial, on souhaite que cette rotation dépende fortement de la longueur d'onde : c'est exactement ce que fait un réseau de diffraction. Les miroirs de l'interféromètre de Michelson sont donc remplacés par des réseaux de diffraction, placés de sorte que, lorsqu'éclairés par un front d'onde plan incident de nombre d'onde σ_0 , les deux fronts d'onde émergents se recombinent en phase en sortie de l'inter-

¹¹même si des matrices de détecteurs — à deux dimensions, donc — rendent accessibles un plus grand nombre de points, par exemple en repliant l'interférogramme spatial sur les différentes lignes de la matrice (Ebizuka *et al.*, 1995; Ivanov, 2000; Komisarek *et al.*, 2004)

féromètre. Ceci peut être fait en utilisant les réseaux en configuration Littrow (schéma (a) de la figure 1.12). À une autre longueur d'onde, la dispersion des réseaux crée un angle entre les faisceaux issus des deux voies, et donc des franges (schéma (b) de la figure 1.12). Chaque élément spectral du rayonnement incident créant un signal sinusoïdal, on reste dans le cadre de la spectrométrie par transformée de Fourier, mais le lien entre fréquences de l'interférogramme et nombres d'onde n'est plus une simple relation de proportionnalité. Remarquons en outre que, dans cet exemple, les franges restent localisées au niveau des réseaux : l'hétérodynage ne libère pas du besoin de faire la conjugaison entre le plan moyen des miroirs équivalents et le détecteur¹².

Il y a d'autres moyens d'obtenir un interférogramme statique à hétérodynage spatial que celui que nous venons de voir, que ce soit avec un interféromètre en coin d'air (Barnes *et al.*, 1986), ou avec un interféromètre en franges d'égale inclinaison. Dans ce cas, on cherche à créer une translation chromatique, ce que l'on obtient en insérant dans un interféromètre de Sagnac une lame à faces parallèles inclinée (Okamoto *et al.*, 1985), ou en utilisant un réseau au foyer d'une lentille (Zhao et McCreery, 1997, qui de plus éliminent les ordres inutiles en plaçant un masque dans l'interféromètre).

¹²Ce montage est donc différent du *spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation* de Pierre Connes (Bousquet, 1969, p. 174) : dans ce dernier, les miroirs plans d'un interféromètre de Michelson sont aussi remplacées par des réseaux, mais cette fois-ci le détecteur observe à l'infini, et n'est plus conjugué du plan de localisation des franges. Au niveau de la surface du détecteur unique, il se forme donc deux images de la fente d'entrée, une pour chaque voie de l'interféromètre. Au nombre d'onde σ_0 de Littrow, ces deux images sont parfaitement superposées, et s'écartent l'une de l'autre quand le nombre d'onde s'éloigne de σ_0 . Ainsi, ces deux images n'interféreront entre elles de manière significative que pour des nombres d'onde très proche de σ_0 . Si l'on fait varier la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre, par exemple en reculant un des réseaux, la partie modulée du signal sera proportionnelle à la composante du spectre à σ_0 . Pour mesurer d'autres nombres d'onde, il faut changer la valeur de σ_0 en tournant les réseaux. On voit donc que l'utilisation du montage est différente de celle de la spectrométrie par transformée de Fourier statique à hétérodynage spatial, puisque, dans le cas du Sisam, on a directement accès au spectre longueur d'onde par longueur d'onde.

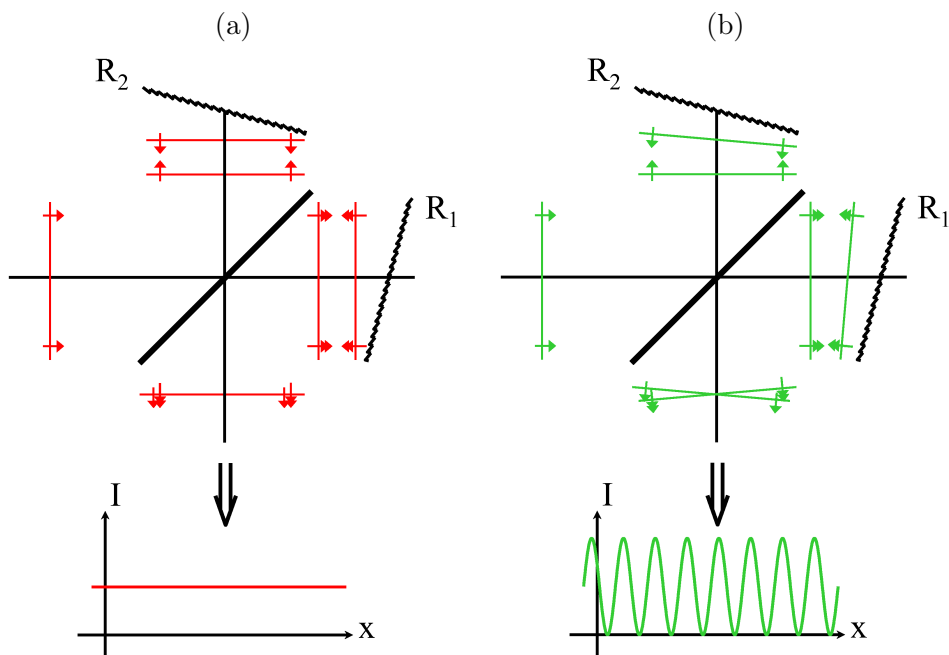


FIG. 1.12 – Spectromètre par transformée de Fourier statique à hétérodynage spatial : des réseaux de diffraction remplaçant les traditionnels miroirs de l'interféromètre de Michelson, l'angle du coin d'air dépend de la longueur d'onde. De cette manière, toutes les fréquences de l'interférogramme sont reliées à une longueur d'onde du spectre incident, même les fréquences les plus basses, ce qui permet d'atteindre des pouvoirs de résolution supérieurs à 25000 (Harlander et al., 2003)

Chapitre 2

Les instruments à *champ linéaire défilant*

LES instruments décrits jusqu'à présent n'utilisent que des détecteurs ponctuels ou linéaires¹, ce qui nécessite un très grand nombre de mesures si l'on veut acquérir l'intégralité d'une spectro-image. Or, depuis déjà de nombreuses années, au moins dans le domaine visible, on dispose de détecteurs matriciels à deux dimensions. L'emploi de tels détecteurs permet de paralléliser la mesure faite avec un spectromètre non imageur. Lorsque le spectromètre seul fonctionne avec un détecteur linéaire, on peut mettre à profit la bidimensionnalité de la matrice de détecteurs pour acquérir simultanément le spectre d'une ligne entière de la scène : le champ de vue n'est plus ponctuel, mais devient une fente, résolue spectralement et spatialement. Dans l'autre direction (perpendiculaire à la fente), le balayage temporel reste une étape obligée. Ce mode d'acquisition est appelé à *champ linéaire défilant*. Toutes les techniques décrites au paragraphe 1.2 peuvent faire l'objet de cette parallélisation². En pratique, le filtre en coin n'est pas utilisé : seuls le sont les éléments dispersifs et les interféromètres statiques.

2.1 Éléments dispersifs à *champ linéaire défilant*

Incontestablement, ce type d'instrument est le plus répandu en spectro-imagerie aéroportée. Partant d'un spectromètre tel que décrit sur la figure 1.8, on passe à un spectro-imageur adapté au mode à *champ linéaire défilant* en remplaçant le trou source par une fente perpendiculaire à la direction de dispersion et le détecteur linéaire par un détecteur matriciel. Chaque point de la fente voit alors son spectre étalé dans le plan du détecteur perpendiculairement à l'image de la fente (voir la figure 2.1). Le détecteur matriciel permet de mesurer simultanément l'ensemble du spectre pour tous les points de la fente.

Ces instruments sont très populaires car leur fonctionnement est dans le principe très simple, avec une acquisition instantanée et directe du spectre, et le mode d'acquisition mis en œuvre convient parfaitement à une mesure aéroportée, puisque c'est le mouvement naturel du porteur qui crée le balayage spatial qui reste nécessaire.

¹même si certains spectromètres non imageurs utilisent des détecteurs matriciels, comme celui de Romeluere *et al.* (2004), ou les spectromètres à dispersions croisées

²on pourrait bien sûr aussi imaginer des spectro-imageurs à *champ linéaire défilant* utilisant des spectromètres temporels, mais cela aurait *a priori* peu d'intérêt

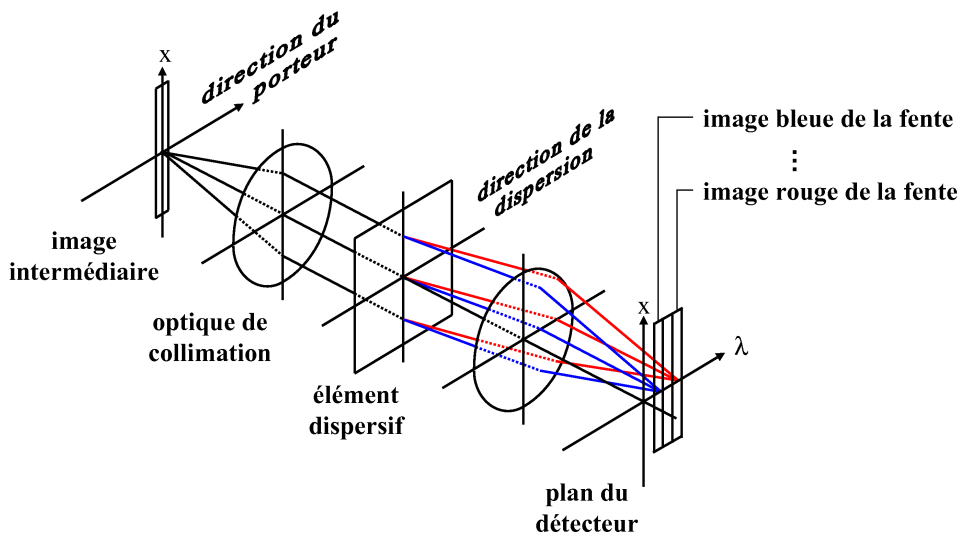


FIG. 2.1 – Utilisation d'un élément dispersif en mode d'acquisition à champ linéaire défilant

Par rapport au schéma de la figure 2.1, des raffinements d'architecture sont possibles. Citons-en deux parmi les plus importants. Le premier est la combinaison de plusieurs éléments dispersifs en transmission. Ces éléments sont tantôt disjoints (assemblage *prism-grating-prism* de Aikio, 2001) ou regroupés sur le même composant, comme les *grisms*, contraction de *grating* et de *prism*, qui sont des prismes dont une des faces a été gravée pour en faire un réseau de diffraction. L'intérêt de ces composants est que, pour une certaine longueur d'onde, les différentes dispersions se compensent, ce qui autorise des montages optiques linéaires³.

La seconde variation majeure par rapport au montage de base est l'utilisation de réseaux ou de prismes courbes. Un tel choix peut être fait pour économiser des optiques, en ayant le même élément pour la dispersion et la conjugaison géométrique (Bibring *et al.*, 1993), mais plus généralement il permet surtout de répondre à deux objectifs : réduire le volume de l'instrument, et améliorer la qualité optique de l'image. En effet, alors qu'en mode *monopoint* tous les points de l'image sont vus avec le même spectromètre, en mode à *champ linéaire défilant*, les aberrations du système n'affectent pas de la même manière les points de la scène (Mouroulis *et al.*, 2000). Les montages dits *Dyson* (Dyson, 1959) et surtout *Offner* (Offner, 1973) permettent de réduire ces aberrations, dont les principales conséquences figurent sur le schéma 2.2. Ces deux montages dérivent de systèmes d'imagerie (non spectrale) concentriques, c'est-à-dire formés de dioptres sphériques de même centre de courbure (voir figure 2.3), présentant d'intéressantes qualités d'imagerie : par exemple, il y a stigmatisme rigoureux du centre de courbure avec lui-même, ou bien encore l'image géométrique d'un point, quel qu'il soit, est un trait, en raison de l'invariance du système par rotation autour de l'axe formé par le centre de courbure et le point objet. Ces propriétés rendent ces montages bien adaptés à la spectro-imagerie par éléments dispersifs, où il s'agit de faire l'image d'un objet monodimensionnel (la fente d'entrée). L'étalement chromatique est réalisé en gravant un réseau sur un des miroirs, ou bien en utilisant des éléments ré-

³le schéma de la figure 2.1 n'est de ce point de vue pas réaliste

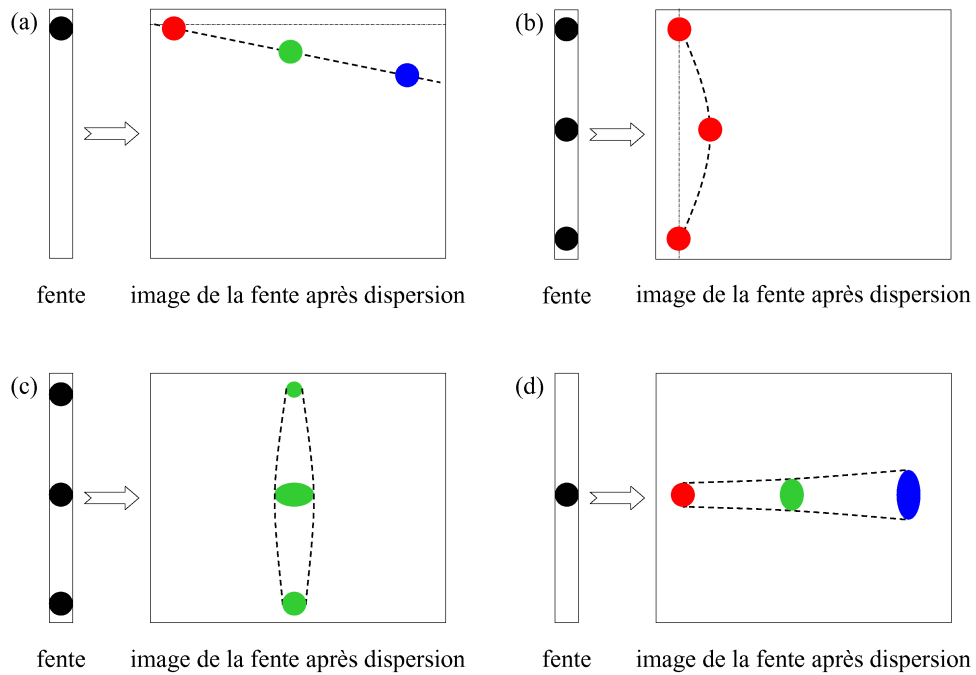


FIG. 2.2 – *Aberrations spectro-spatiales dans un spectro-imageur dispersif à champ linéaire défilant. La dispersion se fait dans la direction horizontale. L'aberration décrite en (a) est appelée keystone, tandis que celle décrite en (b) est appelée smile.*

fractifs présentant une forte dispersion. Les performances obtenues sont réputées excellentes (Mouroulis et McKerns, 2000), ce qui transparaîtra par ailleurs de la liste des instruments opérationnels que nous dresserons au chapitre 6. Nous reproduisons sur la figure 2.4 des exemples de schémas optiques de spectro-imageurs de type *Dyson* ou *Offner*, utilisant des prismes ou des réseaux, concaves ou convexes.

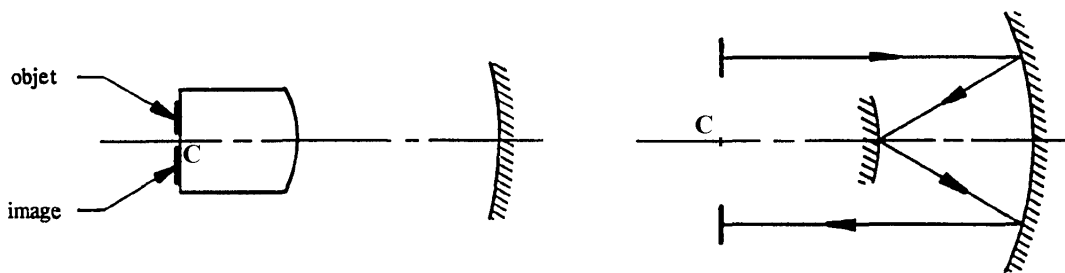


FIG. 2.3 – *Imageurs de Dyson -à gauche, et d'Offner -à droite. C est le centre de courbure (d'après Lobb, 1994).*

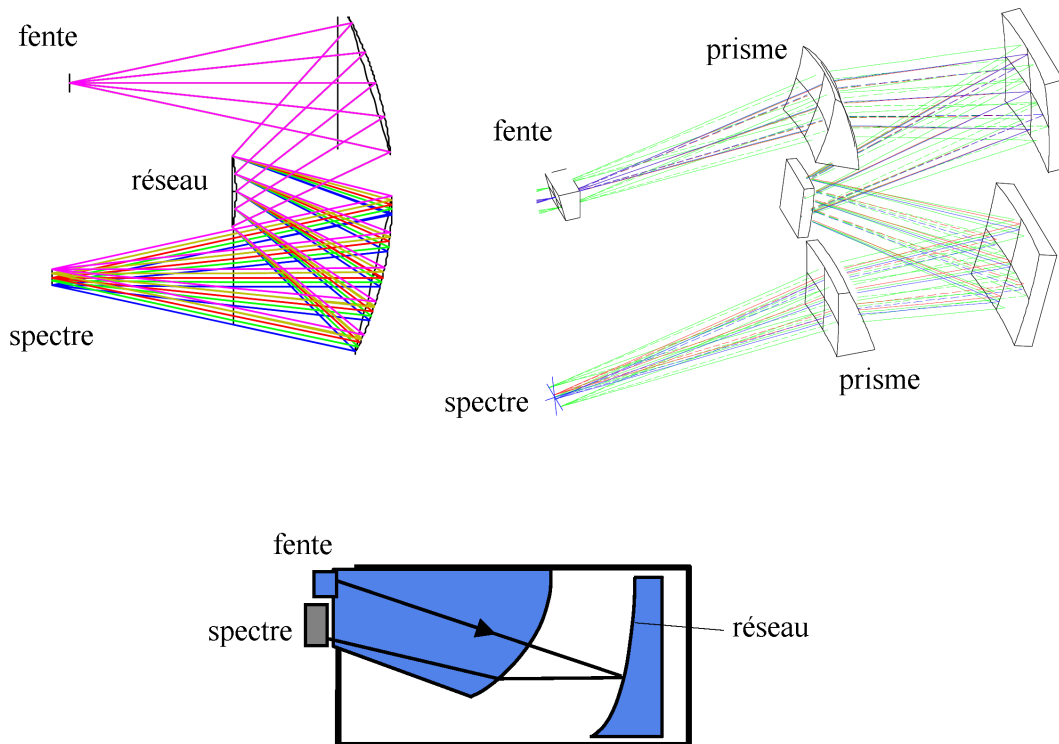


FIG. 2.4 – Spectro-imageurs dérivés d'un montage d'Offner, avec un réseau convexe (en haut à gauche, d'après Fisher et Antoniadès, 1998) ou des prismes (en haut à droite, d'après Barnsley et al., 2004), et d'un montage de Dyson, avec un réseau concave (figure du bas, d'après Labandibar et al., 2004)

2.2 Interféromètres statiques à *champ linéaire défilant*

Pour ces instruments, la parallélisation n'est pas aussi immédiate. En effet, contrairement au spectromètre à réseau, il n'y a pas au commencement de conjugaison entre la scène et le détecteur. Pour faire de l'imagerie, il faut donc rajouter un élément qui réalise cette conjugaison, mais uniquement dans la direction souhaitée (perpendiculairement aux franges d'interférences comme indiqué sur la figure 2.5). Cet élément est le plus souvent une lentille cylindrique, quelquefois un miroir toroïdal (Sellar et Rafert, 1995). Cette modification du montage est aussi possible pour un interféromètre à hétérodynage spatial (Damiani *et al.*, 2007).

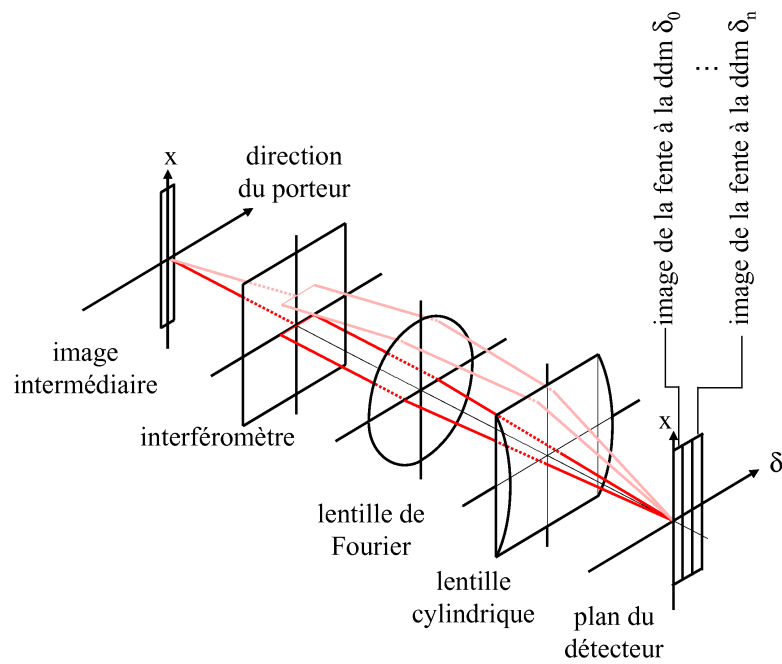


FIG. 2.5 – Utilisation d'une lentille cylindrique avec un interféromètre de type Sagnac, dont seul l'effet (un décalage latéral des deux voies de sortie) est représenté sur le schéma. La lentille cylindrique permet de faire verticalement l'image de la fente, alors qu'horizontalement, la conjugaison entre le détecteur et l'infini (où sont localisées les franges d'interférences) est assurée par la seule lentille de Fourier. Au niveau du plan du détecteur, on obtient donc un interférogramme étalé horizontalement pour chaque point de la fente d'entrée.

Chapitre 3

Les instruments à *trame pointée*

EN ayant étendu la résolution spatiale des spectromètres à une dimension, nous avons obtenu les spectro-imageurs à *champ linéaire défilant*. Si on étend maintenant la résolution spatiale à deux dimensions, on obtient les spectro-imageurs à *trame pointée* : leur champ de vue couvre à tout instant l'ensemble de la scène, dont on veut l'image à plusieurs longueurs d'onde.

Ces spectro-imageurs peuvent être construits aussi bien autour d'un spectromètre du type « spectromètre à monodétecteur » que d'un du type « spectromètre à barrette », même si ces derniers se prêteront moins aisément que les premiers à une extension à la spectro-imagerie en mode à *trame pointée*.

3.1 Instruments utilisant un spectromètre à une seule entrée

Mentionnons très brièvement la possibilité pour des instruments à *trame pointée* d'utiliser un codage préliminaire de l'information spatiale afin d'utiliser un spectromètre à une seule entrée. Cette entrée n'est plus l'image d'un unique point de la scène comme en mode *monopoint*, mais une superposition de points bien choisis. Autrement dit, on a aussi multiplexé l'information spatiale, par exemple en utilisant des masques binaires placés dans un plan image intermédiaire¹. Cette solution ne nécessite donc qu'un seul détecteur, tout en conservant un bilan radiométrique favorable, ce qui pouvait être intéressant lorsque les détecteurs numériques multi-éléments étaient rares (Harwit, 1971).

3.2 Instruments dérivés d'un spectromètre à monodétecteur

À l'exception du spectromètre à réseau tournant, qui est dans l'esprit un spectrographe modifié, les spectromètres à monodétecteur sont dans l'ensemble bien adaptés au mode à *trame pointée*. Ils sont en effet aisément parallélisables à deux dimensions, le plus simple étant d'affecter à chaque détecteur élémentaire un point de la scène, vu au travers du spectromètre. Présentés de cette manière, ils peuvent d'ailleurs être vus aussi bien comme des spectromètres devenus imageurs que comme des imageurs devenus par surcroît spectromètres.

¹De manière plus générale, nous pourrions ainsi prendre en compte les différentes façons de multiplexer l'information spatiale, mais nous passons complètement sous silence cette possibilité, en raison de sa très grande spécificité d'utilisation.

3.2.1 Spectro-imageurs à filtre accordable

Le premier spectromètre à monodétecteur que nous avons rencontré était celui utilisant des filtres passe-bande (paragraphe 1.1.1). Sa parallélisation est immédiate, puisqu'il suffit de remplacer le détecteur unique par une matrice de détecteurs et de s'assurer que cette dernière est conjuguée avec la scène. Comme pour le spectromètre, ce filtre peut être changé mécaniquement pour des acquisitions à différentes longueurs d'onde (Vora *et al.*, 1997), ou, plus efficacement, le filtre est un filtre accordable, dont les plus communs appartiennent à l'une de ces trois catégories :

- interféromètres de Fabry et Perot ;
- filtres acousto-optique ;
- filtres à cristaux liquides.

a. Filtres de Fabry-Perot

Le filtre de Fabry et Perot est formé de deux dioptries plans partiellement réfléchissants et placés en regard l'un de l'autre, formant ainsi une cavité aux parois parallèles. Une onde plane incidente, par suite des réflexions successives sur les parois de la cavité, fait de nombreux allers-retours. À chaque réflexion sur la seconde paroi, une partie de l'onde plane est transmise, avec un retard proportionnel au nombre d'allers-retours. Lorsque ce retard est égal à un nombre entier de longueurs d'onde, toutes les ondes transmises, qui ont même direction, sont en phase, et interfèrent donc constructivement : la transmission du filtre est alors maximale, théoriquement égale à 1 dans le cas idéal. Pour les autres longueurs d'onde, les interférences n'étant plus strictement constructives, la transmission du filtre chute très rapidement : ces filtres permettent ainsi d'atteindre des résolutions spectrales très élevées, mais leur intervalle spectral libre — c'est-à-dire l'intervalle spectral entre deux maxima en transmission — est très petit. Cette contrainte est en partie compensée par la mise en série de plusieurs étalons de Fabry-Perot de différentes épaisseurs.

Deux méthodes sont généralement privilégiées pour accorder spectralement un filtre de Fabry-Perot : en modifiant l'épaisseur de la cavité, entre autres à l'aide de moteurs piézo-électriques (Rawling *et al.*, 2001)², ou en modifiant l'indice de la cavité, souvent par effet électro-optique (Gunning, 1982), par exemple avec des cristaux liquides (Daly *et al.*, 2000). Généralement, le filtre de Fabry-Perot est commun à tous les détecteurs, mais on peut imaginer le miniaturiser de façon à en placer un devant chaque détecteur individuel (Soh *et al.*, 2005).

b. Filtres par biréfringence

On a vu à la page 9 à propos des spectromètres par transformée de Fourier qu'un élément biréfringent, en créant un retard entre les deux états de polarisation, permettait d'obtenir des interférences à deux ondes. En mettant en cascade plusieurs lames biréfringentes, on obtient des interférences à ondes multiples. C'est exactement ce principe qui est employé dans les filtres par biréfringence (dont on trouvera une description simple des principes de base dans l'ouvrage de Françon, chap. VI).

²mais ce n'est pas la seule solution imaginable : ainsi, Harwit *et al.* (1987) utilisent la rotation d'un réseau pour accorder la longueur de la cavité résonante

Pour rendre ces filtres accordables, plusieurs solutions sont imaginables, comme utiliser pour éléments biréfringents des cristaux liquides, dont la biréfringence est contrôlée par application d'un champ électrique. On obtient ainsi un filtre accordable rapidement, monolithique, compact, comme les filtres par acousto-optique (voir ci-dessous). Les lames biréfringentes peuvent aussi être formées de l'association de lames à retard de phase fixe et de cristaux liquides qui assurent l'accordabilité spectrale du filtre (Staromlynska *et al.*, 1982).

c. Filtres acousto-optiques

Les filtres acousto-optiques accordables³ sont des réseaux de diffraction épais, la modulation du réseau étant obtenue par effet photoélastique, c'est-à-dire par la variation de l'indice du matériau sous l'effet d'une contrainte mécanique, contrainte mécanique créée par la propagation d'une onde acoustique⁴ (Yariv et Yeh, chapitres 9 et 10).

On sait que la configuration en réseau épais a pour conséquence que, pour un angle d'incidence, il n'y a *a priori* qu'une seule longueur d'onde effectivement diffractée, d'où un comportement de filtre passe-bande. Plus précisément, le faisceau incident ne sera diffracté efficacement que si le vecteur d'onde incident \vec{k}_i , le vecteur d'onde diffracté \vec{k}_d et le vecteur réseau \vec{k}_r respectent la condition d'accord de phase : $\vec{k}_d = \vec{k}_i \pm \vec{k}_r$ (Mallick, 1989). C'est cette condition qui relie la longueur d'onde aux angles des rayons incidents et diffractés. On comprend bien que, pour un filtre accordable utilisable en imagerie, et donc avec des faisceaux inévitablement larges angulairement, il serait intéressant qu'il n'y ait qu'une seule longueur d'onde diffractée, et que cette longueur d'onde dépende peu de l'angle d'incidence. Cette situation correspond à un accord de phase dit *non critique* : on s'arrange pour que les tangentes à la surface des indices⁵ pour les vecteurs d'onde incident et diffracté soient parallèles (voir la figure 3.1). De cette manière, lorsque \vec{k}_i varie, $\vec{k}_i + \vec{k}_r$ suit aussi la surface des indices : on continue donc de respecter la condition d'accord de phase, au moins au premier ordre.

Cette configuration est accessible dans des matériaux biréfringents en choisissant correctement la direction du vecteur réseau. Si le vecteur réseau est parallèle au vecteur d'onde incident, l'accord de phase est dit *colinéaire*. Sinon, il est dit *non colinéaire*. Un accord de phase colinéaire permet d'augmenter la longueur d'interaction entre l'onde lumineuse et l'onde acoustique, mais les coefficients de mérite mis en jeu ne sont pas les plus importants, c'est pourquoi un accord non-colinéaire est souvent préféré (Chang, 1974). Notons d'ailleurs que le vecteur réseau n'est pas nécessairement parallèle à la direction de propagation de l'énergie acoustique (Tran et Huang, 1999).

Pour une autre longueur d'onde, on peut supposer, en première approximation, que les surfaces des indices sont inchangées, ce qui revient à dilater ou à rétrécir les vecteurs d'onde sans en changer la direction. Pour conserver l'accord de phase, il est donc aussi nécessaire de dilater ou de rétrécir du même facteur le vecteur réseau. Ceci se fait en changeant la fréquence de l'onde acoustique, et donc le pas du réseau d'indice créé par cette onde : c'est ainsi que l'on accorde le filtre en longueur d'onde.

³en anglais *AOTF*, acronyme de *Acousto-Optics Tunable Filters*

⁴des ondes acoustiques de surface permettent de créer des réseaux minces, mais cette configuration est moins utilisée

⁵ou plutôt, la surface des indices multipliés par $\frac{2\pi}{\lambda}$, avec λ la longueur d'onde dans le vide

Remarquons que le filtre acousto-optique peut être placé dans un espace où la scène est à l'infini, ou au contraire au niveau d'une image intermédiaire de la scène avec une pupille rejetée à l'infini (Gupta *et al.*, 2005).

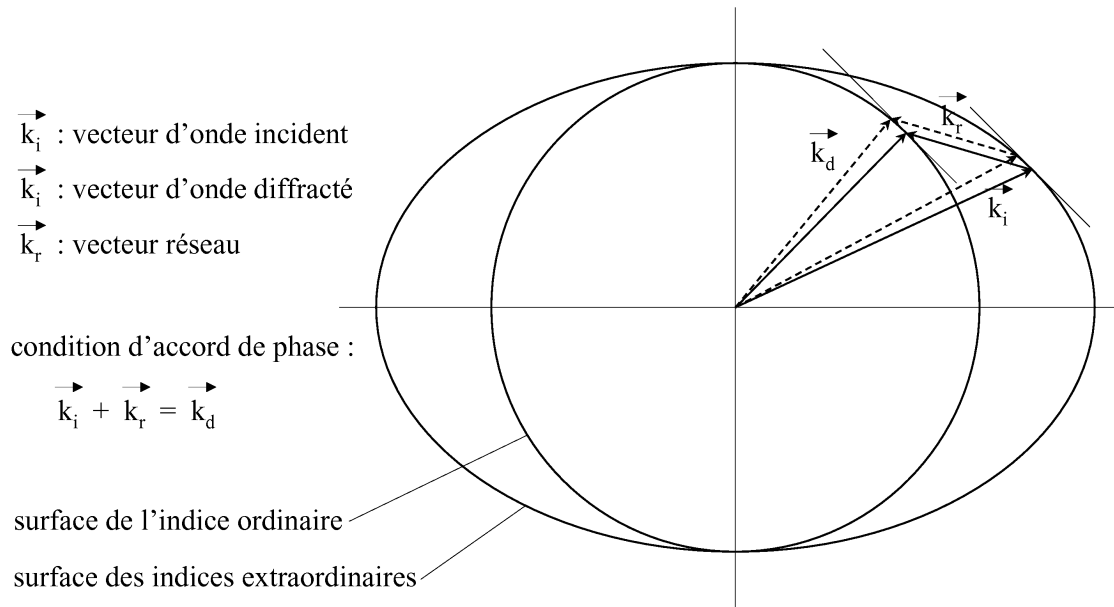


FIG. 3.1 – Condition d'accord de phase non critique (et non colinéaire) dans un matériau biréfringent. Dans cet exemple, l'onde incidente est polarisée extraordinairement, et l'onde diffractée l'est ordinairement. En traits pleins, les vecteurs d'onde originels. En pointillés, les vecteurs d'onde lorsque l'on modifie légèrement l'incidence : la condition d'accord de phase reste respectée.

Une caractéristique majeure des filtres acousto-optiques est qu'ils sont fortement dépendants de la polarisation : pour obtenir l'accord de phase non-critique, l'onde incidente et l'onde diffractée ont des polarisations orthogonales. Ainsi, si l'onde incidente est polarisée ordinairement, l'onde diffractée sera polarisée extraordinairement, et elle définira l'ordre +1 du réseau de diffraction. Par contre, si l'onde incidente est polarisée extraordinairement, elle diffractera vers une onde polarisée ordinairement, cette fois-ci dans l'ordre -1⁶. Cette sélectivité en polarisation peut-être mise à profit pour définir des imageurs spectro-polarimètres, en mesurant simultanément les ordres +1 et -1, et même l'ordre 0, image spectralement complémentaire de la scène (Glenar *et al.*, 1994), ou insérant en amont du filtre acousto-optique des éléments biréfringents permettant de faire tourner la polarisation (Gupta, 2003).

d. Autre filtre utilisant un réseau épais

Nous venons de voir qu'un réseau épais était en lui-même un filtre étroit, qui est accordé par modification du pas du réseau dans le cas particulier des filtres acousto-optiques. Un

⁶ce changement de polarisation est rendu possible par le fait que la déformation de la surface des indices ne conserve pas les axes propres

autre moyen de faire varier la longueur d'onde transmise par un réseau épais quelconque est de modifier l'angle d'incidence, en tournant le réseau (Blais-Ouellette *et al.*, 2006).

e. Filtres par résonance de plasmons de surfaces

Il existe encore une autre famille de filtres accordables, qui est celle des filtres par résonance de plasmons de surface. Le principe de fonctionnement de ces filtres, exposé très rapidement, est le suivant : quand une onde plane, se propageant dans un milieu d'indice élevé, arrive à l'interface plane avec un milieu métallique d'indice plus faible, elle subit une réflexion totale interne, si l'angle d'incidence est suffisant, et il se développe dans le milieu métallique une onde évanescente, qui prélève une partie de l'énergie de l'onde réfléchie. Cette onde évanescente peut être détectée en choisissant une couche métallique suffisamment fine pour que cette onde devienne propagative au-delà. Dans ce cas, l'empilement {diélectrique 1 + métal + diélectrique 2} a une transmission non nulle. Cette transmission est toutefois très faible, sauf pour une longueur d'onde bien particulière, qui dépend de l'angle d'incidence et des indices des milieux. À cette longueur d'onde, il y a résonance du plasmon de surface (l'oscillation des électrons de la couche métallique), d'où le nom du filtre. Pour changer la longueur d'onde transmise en conservant le même angle d'incidence, il faut modifier l'indice. C'est ce qui est fait dans le système décrit par Wang *et al.* (1997) constitué de deux prismes placés l'un contre l'autre, et dont les faces en regard sont recouvertes d'une fine couche métallique et séparées par un milieu électro-optique. Lorsque la condition de résonance de plasmon est respectée pour la première interface, elle l'est aussi pour la seconde, l'onde est donc transmise. Le milieu électro-optique permet de modifier l'indice du milieu entre les deux couches métalliques, et donc d'accorder le filtre.

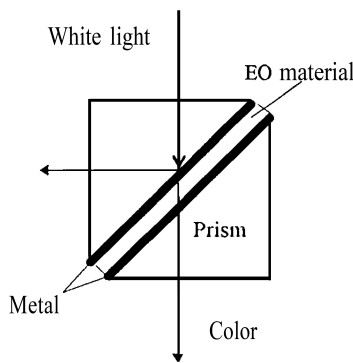


FIG. 3.2 – Exemple de filtre accordable par résonance de plasmon de surface (d'après Wang *et al.*, 1997)

f. Photo-détecteurs accordables

Dans cette famille des spectro-imageurs à filtre accordable peuvent aussi être inclus les détecteurs dont la sensibilité spectrale est ajustable (par exemple ceux décrits par Cardimona *et al.*, 2003).

3.2.2 Spectro-imageurs par transformée de Fourier temporelle non statiques

Un interféromètre à deux ondes n'étant pas autre chose qu'un filtre sinusoïdal, on transforme aussi facilement un spectromètre par transformée de Fourier en un spectro-imageur :

au lieu d'imager la scène à une *longueur d'onde*, on l'imagine à une *différence de marche* (Maillard, 1995). En dehors de cette différence, qui n'est certes pas anodine, ce sont des instruments très proches des spectro-imageurs à filtre accordable, même si, historiquement, ils ont été conçus à partir de spectromètres, devenus imageurs.

Il y a néanmoins une contrainte supplémentaire que ne connaissent pas, ou peu, les spectro-imageurs à filtre accordable : les franges étant localisées, l'interféromètre doit être placé de sorte qu'elles soient superposées à l'image de l'objet observé. Comme le plus souvent, c'est un interféromètre de Michelson en franges d'égale inclinaison qui est utilisé, il est positionné dans un espace où la scène est renvoyée à l'infini. Notons que, dans ce cas, si la matrice de détecteurs est placée au centre des anneaux d'interférence, l'ensemble des détecteurs voit au même moment pratiquement la même différence de marche. Cette condition n'est cependant nullement requise : si la matrice de détecteurs a une taille comparable ou supérieure à l'anneau central, cela aura pour conséquence que les interférogrammes associés à chaque pixel ne seront pas échantillonnés identiquement, mais cela peut être corrigé après l'acquisition (Roy *et al.*, 2007). Certains spectro-imageurs utilisent même des interféromètres créant un grand nombre de franges sur le détecteur à chaque instant, principalement parce que cela permet d'utiliser un interféromètre plus robuste mécaniquement : c'est ce que font par exemple Harvey et Fletcher-Holmes (2004), avec des franges hyperboliques, ou Malik *et al.* (1996) avec des franges rectilignes.

3.2.3 Spectro-imageurs à codage spatial du spectre

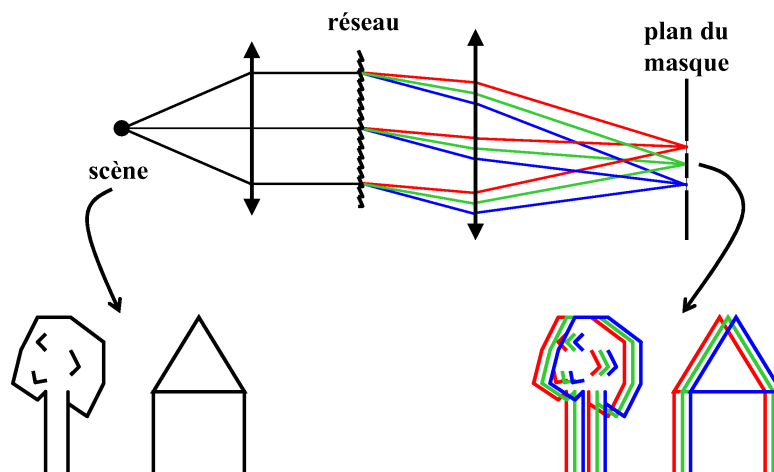


FIG. 3.3 – Image intermédiaire que l'on obtient en parallélisant le montage de la figure 1.5

Ayant parallélisé à deux dimensions spatiales les spectromètres à filtre accordable et ceux à transformée de Fourier, on est facilement tenté de faire la même chose pour les spectromètres à monodétecteur qui utilisaient un masque spatial, comme celui de la figure 1.5. Cependant, pour ces derniers, il nous faut être prudents, car la parallélisation n'est pas aussi immédiate. En effet, pour paralléliser spatialement un spectromètre, il ne suffit pas de remplacer le monodétecteur par une matrice en s'assurant qu'elle est conjuguée de la scène : il faut aussi vérifier qu'en multipliant les points objets ceux-ci ne se contaminent

pas mutuellement. Or, c'est ce qui se passe avec un instrument tel que celui décrit sur la figure 1.5 : dans le plan du masque, l'image qui se forme est la superposition des images monochromatiques de la scène décalées selon leur longueur d'onde, comme l'illustre le dessin de la figure 3.3. On voit bien que, quel que soit le masque utilisé, une simple conjugaison entre le masque et le détecteur ne pourra jamais séparer l'information spectrale de l'information spatiale. Pour remédier à ce défaut, on peut rétablir l'indépendance spatiale, autrement dit s'arranger pour que chaque détecteur élémentaire soit dédié à un seul point de la scène. Ceci peut se faire en utilisant un second réseau choisi de sorte à compenser la dispersion du premier (voir le schéma de la figure 3.4). Ainsi, les images d'un même point source à différentes longueurs d'onde sont de nouveau superposées (Gentry *et al.*, 2006). Par contre, le masque étant placé entre les deux réseaux, son effet est chromatique, ce qui permet le codage spectral : ce spectro-imageur est un imageur avec un filtre spectral, filtre spectral qui n'est pas simultanément le même pour tous les points de la scène.

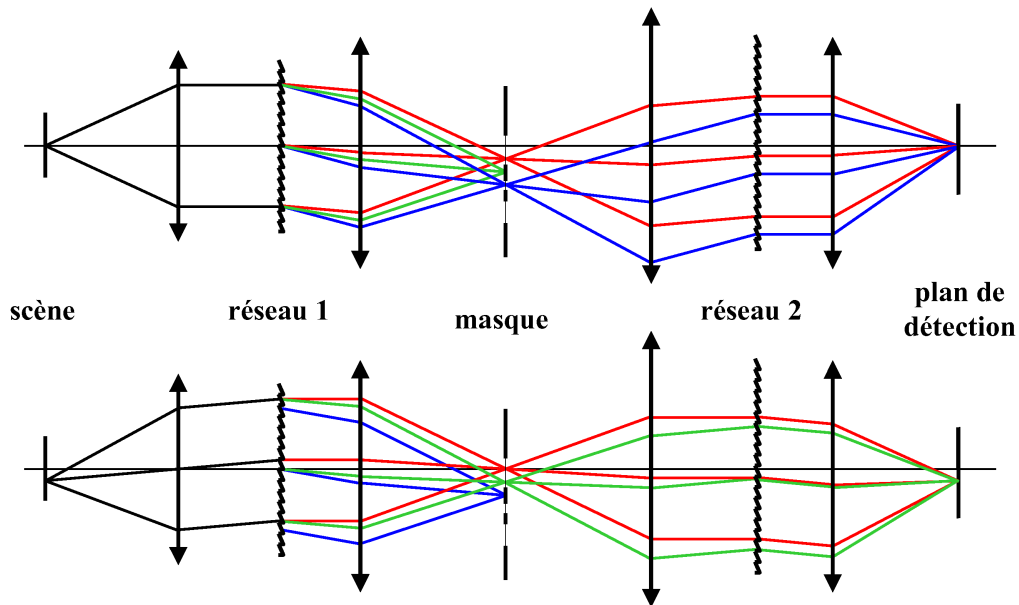


FIG. 3.4 – *Multiplexage binaire du spectre dans un spectro-imageur à deux réseaux se compensant. Le multiplexage spectral n'est pas le même pour tous les points de la scène.*

3.2.4 Spectro-imageurs à dispersion axiale

Le spectromètre à dispersion axiale peut lui aussi être étendu au mode d'imagerie : dans ce cas, ce sont les différents pixels de la matrice qui jouent le rôle de diaphragme d'analyse. Le système voit donc la scène nette à une certaine longueur d'onde, et floue aux autres longueurs d'onde (Lyons et Whitcomb, 1999; Hinrichs, 2002).

3.3 Instruments dérivés d'un spectromètre à barrette

Comme nous l'avons mentionné en introduction aux instruments à *trame pointée*, le cas des instruments dérivés d'un spectromètre à barrette est plus problématique, car une parallélisation spatiale à deux dimensions risque fort de créer un recouvrement entre l'information spectrale et spatiale.

3.3.1 Juxtaposition d'images monochromatiques

Ce recouvrement entre l'information spectrale et spatiale n'a pas lieu si les longueurs d'onde sont suffisamment peu nombreuses et bien séparées spatialement par le spectrographe pour que l'on puisse faire différentes images spectrales de la scène non recouvrantes. C'est ce qui se passe dans les instruments qui utilisent des lames dichroïques (Tanikawa *et al.*, 2000) ou des composants équivalents, comme des séparatrices (Harvey et Fletcher-Holmes, 2003) ou des matrices de micro-lentilles (Shogenji *et al.*, 2004), associées à des filtres passe-bande. Si le spectre de la source est un spectre de raies, on peut même utiliser un élément dispersif en supprimant la fente d'entrée. Ce spectre de raies peut être dû à la source elle-même (par exemple des raies d'émission), ou bien être créé artificiellement (par l'adjonction d'un filtre à bandes multiples, Chalabaev *et al.*, 2002).

Ces instruments permettent l'acquisition immédiate de l'ensemble de la scène, à la fois résolue spatialement et spectralement, mais cela se fait au détriment du nombre de bandes spectrales, rarement supérieur à une quinzaine.

3.3.2 Juxtaposition de spectres individuels

Réciproquement, si les points de la scène à observer sont suffisamment peu nombreux et éloignés, il est possible d'étaler le spectre de chacun de ces points sans qu'ils se chevauchent. C'est une solution utilisée en astronomie, que ce soit simplement en observant des objets lumineux ponctuels sur un fond de ciel uniforme, ou par échantillonnage du champ : une matrice de micro-lentilles est placée au foyer du télescope ; en raison de la faible ouverture de ce dernier, une imagerie pupillaire permet d'obtenir une distribution de petites taches lumineuses (les images de la pupille par les micro-lentilles) nettement séparées les unes des autres. Ce plan où se forment ces points lumineux est le plan d'entrée du spectrographe, qui étale spectralement tous ces points sans que les spectres ne se croisent, comme le montre la figure 3.5.

Sans aller jusqu'à de si complexes appareils, c'est aussi ce que font les caméras couleurs les plus usuelles, avec une mosaïque de filtres placée contre la rétine. Près d'une dizaine de bandes spectrales peuvent ainsi être mesurées (Hamid Muhammed et Bergholm, 2005), mais probablement guère plus. Ces caméras ont aussi le défaut que les images prises aux différentes longueurs d'onde ne sont pas superposées, mais légèrement décalées.

3.3.3 Spectrographes à fente longue : disséqueurs d'image et matrices de fibres

Il existe une troisième méthode pour éviter le recouvrement entre image et spectre. Cette méthode, très appréciée en astronomie, exploite le fait que le recouvrement n'a lieu que dans

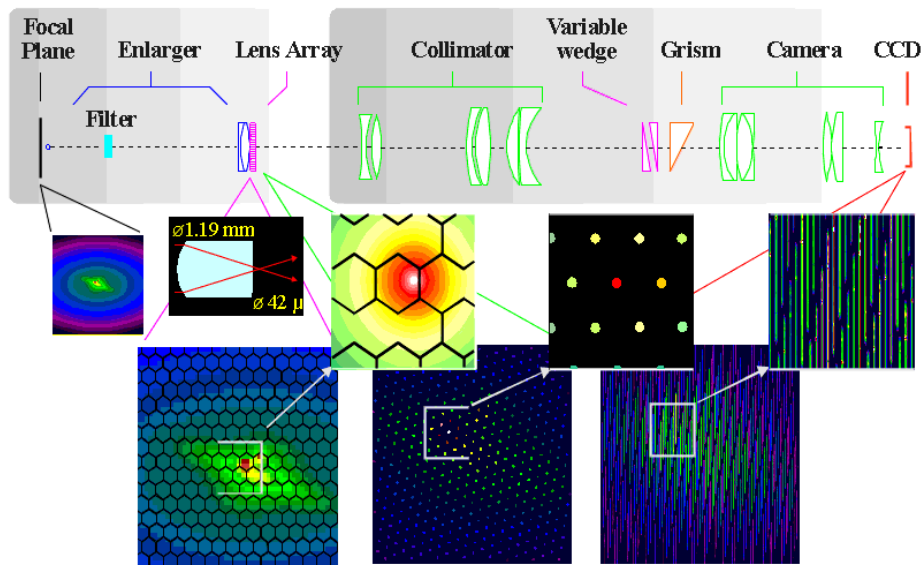


FIG. 3.5 – Principe de la spectro-imagerie par inversion champ-pupille et spectrographe dispersif : une matrice de micro-lentilles permet d'échantillonner l'image spatiale de la scène. Un élément dispersif forme ensuite le spectre de ces points (source : schéma de l'instrument TIGER du Télescope Franco-Canadien de Hawaï, disponible en juillet 2007 sur www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/OASIS).

une seule direction : c'est ce qui permettait aux instruments à *champ linéaire défilant* d'acquérir simultanément l'information spectrale et l'information spatiale sans les mélanger. Il est vrai que ces derniers ne faisaient à chaque instant que l'image d'une ligne de la scène. Mais, après discrétisation, il n'y a plus de différence formelle entre une image à une dimension et une image à deux dimensions : il suffit de réarranger en ligne les points de l'image bi-dimensionnelle. C'est exactement ce principe qui est mis en œuvre par les disséqueurs d'image d'une part, et par les matrices de fibres d'autre part. Un disséqueur d'image⁷ est un miroir formé de plusieurs surfaces oblongues superposées, légèrement tournées les unes par rapport aux autres (voir la figure 3.6). Ce miroir étant placé au niveau d'un plan image, l'image est donc découpée en bandes horizontales superposées. De par la forme du miroir, chacune de ces bandes est déviée différemment horizontalement (et éventuellement verticalement), de sorte que, dans le plan image suivant, ces bandes images se retrouvent côte à côte, et non plus les unes au-dessus des autres, et forment la longue fente d'entrée d'un spectrographe dispersif. Dans le langage de l'astronomie, on dit alors que l'on fait de la *spectroscopie intégrale de champ*.

Un autre moyen d'obtenir ce réarrangement du champ est de placer dans un plan image une matrice de fibres, que l'on peut d'ailleurs faire précéder d'un système de micro-lentilles similaire à celui décrit au paragraphe précédent. Il est alors relativement aisé de s'arranger pour que les sorties des fibres soient toutes alignées. Les fibres peuvent réaliser un échantillonnage « continu » du champ, mais ce n'est pas toujours le cas, si la position des entrées

⁷ *image slicer* en anglais

des fibres sont indépendantes entre elles⁸ ; on parle alors de *spectrographe à éléments multiples*⁹.

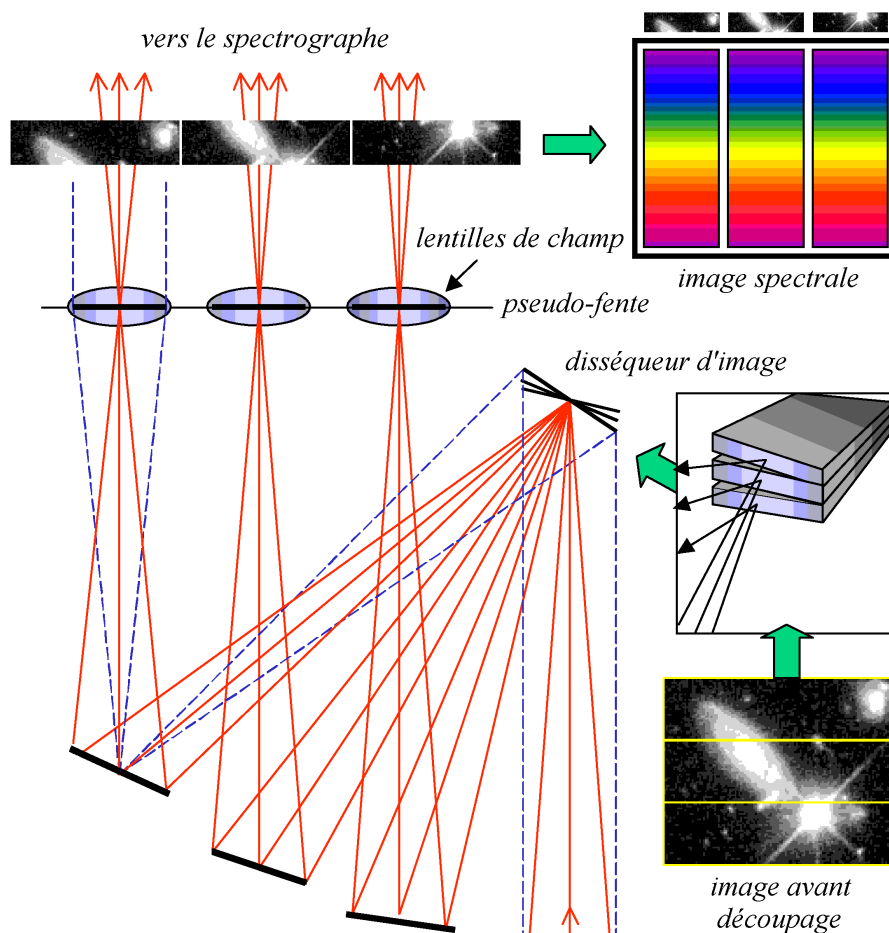


FIG. 3.6 – Principe d'un disséqueur d'image (source : d'après Content et al., 2000).

3.3.4 Spectrotomographes

Jusqu'à présent, nous avons cherché à dissocier le contenu spatial et spectral de la scène, d'où l'impossibilité d'étendre le montage avec un réseau à deux dimensions. Mais pourquoi ne pas conserver ce multiplexage de l'information spectrale et l'information spatiale ? Nous avons suffisamment vu que le multiplexage n'interdisait pas *in fine* de retrouver la séparation de l'information, bien au contraire, à condition de pouvoir modifier les proportions du mélange pour être capable de résoudre le problème inverse. C'est ce que fait la spectrotomographie¹⁰, ainsi que la spectro-imagerie d'Hadamard, que nous traiterons au paragraphe

⁸cet échantillonnage lacunaire est aussi possible avec des petits miroirs placés aux points intéressants du champ, et qui forment en quelque sorte un disséqueur d'image « éclaté », mais ce dispositif est moins courant (Cuby *et al.*, 2005)

⁹ou MES, pour *Multi Elements Spectrograph*

¹⁰les hellénistes préféreront sans doute le terme *chromotomographie*

suivant.

La tomographie est une technique d'imagerie en volume consistant à mesurer la projection de l'objet dans différentes directions. L'emploi de ce nom pour l'imagerie spectrale se comprend facilement en se représentant un objet spectral, donc à *deux dimensions spatiales et une spectrale*, comme un objet à *trois dimensions spatiales*. Lorsque cet objet est vu à travers un système d'imagerie dans lequel a été inséré un réseau, l'image qui se forme est la superposition des images monochromatiques de l'objet, décalées dans la direction de dispersion du réseau, comme il est représenté sur la figure 3.3. Or cette image peut être interprétée comme la projection de l'objet « cube », dans une direction qui dépend à la fois de la dispersion du réseau et de son orientation; changer cette dernière revient à tourner autour de l'objet tridimensionnel (figure 3.7).

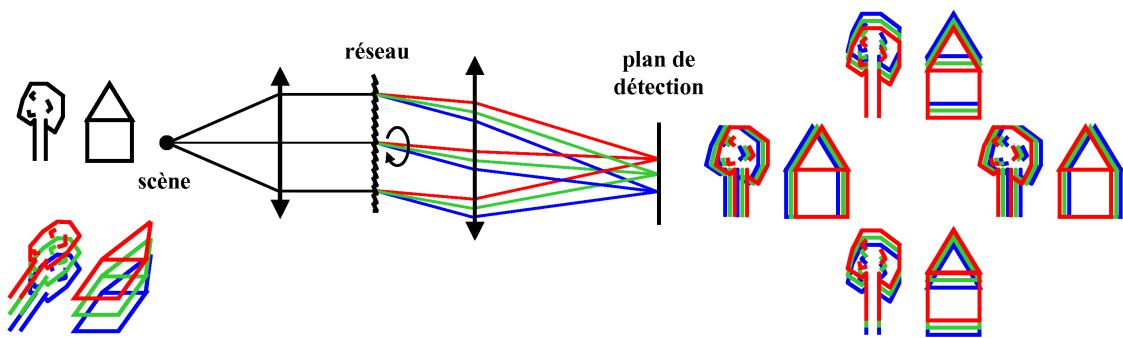


FIG. 3.7 – Effet d'une rotation du réseau du montage de la figure 3.3

L'utilisation de prismes dits à *vision directe*, c'est-à-dire à déviation nulle pour une longueur d'onde (voir la section 2.1), permet de conserver les différentes images centrées sur l'axe optique, ce qui évite l'utilisation de très grands plans focaux (Mooney *et al.*, 1997). Par contre, si ces derniers sont disponibles, il est possible d'obtenir les diverses projections *simultanément*, en combinant plusieurs éléments dispersifs (Descour et Dereniak, 1995).

Ce type de montage est illustré par la figure 3.8. Pour simplifier la lecture de ces dessins, nous nous sommes limité à un objet constitué de deux points lumineux, le premier (au centre du champ) à la fois rouge et bleu, le second (un peu décalé vers le bas) uniquement bleu, ainsi qu'il apparaît symboliquement sur le schéma noté (b).

Le schéma du haut représente le système complet. L'objet est tout d'abord envoyé à l'infini par une optique de collimation : chaque point de l'objet devient donc une direction de propagation. C'est ce que signifie le schéma (c). Vient ensuite un premier réseau de diffraction, aux traits verticaux, que nous supposons diffracter uniquement dans les ordres 0, +1 et -1. Pour chaque direction incidente, le réseau donne naissance à deux autres directions de propagation, en plus de l'ordre 0. La déviation étant d'autant plus importante que la longueur d'onde est faible, nous obtenons la décomposition en ondes planes figurée sur le schéma (d). Ce réseau est éventuellement suivi d'autres réseaux, orientés différemment : sur l'exemple de la figure 3.8, nous avons choisi de placer un second réseau, aux traits horizontaux. L'effet est semblable au premier réseau, exceptée l'orientation de la dispersion. Le résultat est présenté sur le schéma (e). Enfin, un détecteur matriciel placé au foyer d'un objectif permet de mesurer la direction des différents rayons. Le schéma (f) représente l'éclairement du détecteur : chacun des deux réseaux diffractant la lumière dans trois ordres, nous obtenons neuf images

les unes à côté des autres. Si nous comparons ces neuf images avec notre objet vu comme un « objet-cube » à trois directions spatiales (schéma (g)), nous constatons que les images mesurées correspondent bien aux projections de cet « objet-cube » dans les directions données par l'orientation des réseaux.

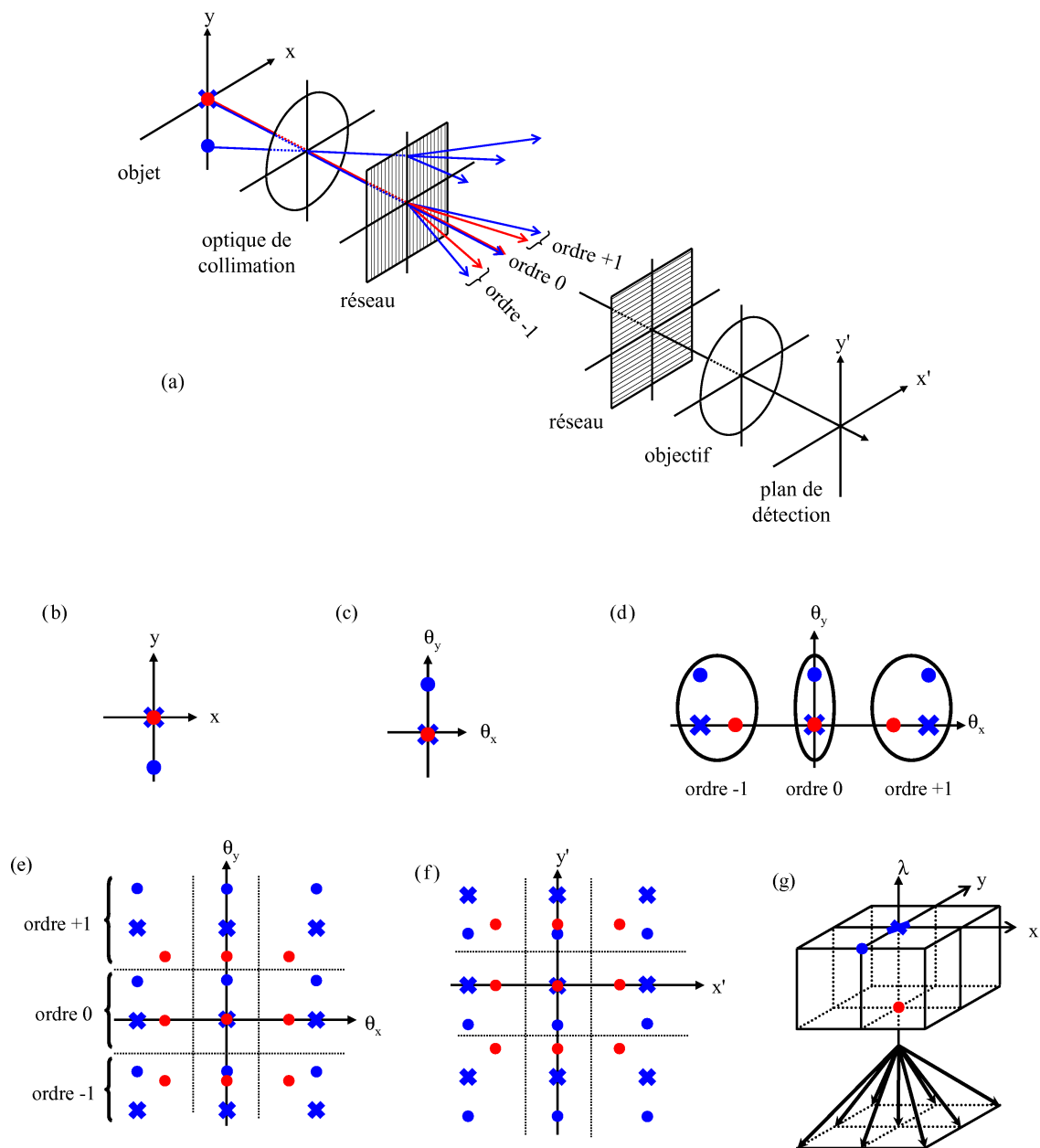


FIG. 3.8 – Application de la tomographie à la spectro-imagerie. (a) : le montage utilisé ; (b) : la scène ; (c), (d), (e) : directions des rayons après le collimateur (c), le premier réseau (d), le second réseau (e) ; (f) : l'image obtenue sur le détecteur ; (g) : la scène représentée en trois dimensions, avec les axes de projection.

3.3.5 Spectro-imageurs d'Hadamard

Les spectro-imageurs par transformée d'Hadamard utilisent un montage proche de celui de la spectro-tomographie, mais, au lieu d'avoir un réseau tournant, ils utilisent un masque spatial pour sélectionner des points de l'objet, comme le montre la figure 3.9.

Pour une longueur d'onde fixée, un point du détecteur ne reçoit de la lumière que d'un seul point de l'objet. Ainsi, masquer un point de la source revient à supprimer une et une seule longueur d'onde pour chaque détecteur¹¹ : on est donc dans la situation décrite à propos de la spectrométrie par multiplexage binaire (page 11), avec cette différence que plusieurs points de la scène contribuent au spectre que voit chaque détecteur, chacun à une longueur d'onde (voir la figure 3.9).

Le codage n'a lieu d'être que dans la direction de la dispersion, c'est pourquoi les masques sont fréquemment formés par la juxtaposition de fentes (Wuttig et Riesenberg, 2002). Comme en spectrométrie d'Hadamard, le choix d'un motif cyclique simplifie le montage, puisqu'il suffit alors de déplacer le masque perpendiculairement aux franges. Mais d'une part rien n'impose que le codage soit simultanément le même pour toutes les lignes de l'objet (Mende et Claftin, 1997), et d'autre part les masques sont de plus en plus formés de matrices de micro-miroirs (Smith *et al.*, 2002), ce qui permet de s'affranchir plus facilement des masques cycliques.

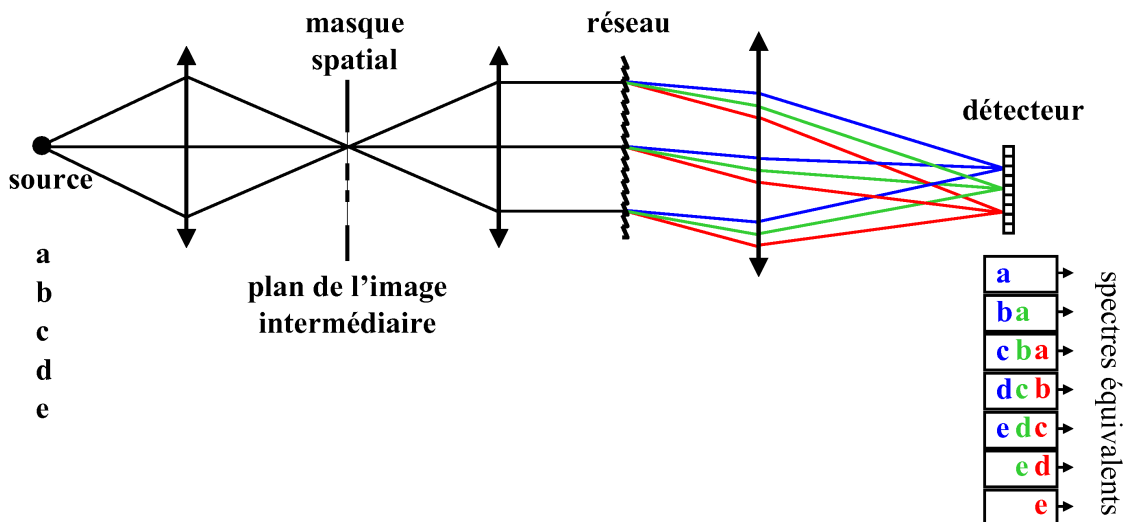


FIG. 3.9 – Spectro-imageur par transformée d'Hadamard

Remarquons que ce montage est celui d'un spectro-imageur avec un élément dispersif à *champ linéaire défilant* : dans ce dernier, le masque spatial est constitué d'une fente unique, ce qui limitait fortement le flux¹². Cette analogie entre les deux montages suggère l'utilisation d'un spectro-imageur d'Hadamard en mode à *défilement*, c'est-à-dire avec un masque fixe,

¹¹ bien que cette longueur d'onde ne soit pas la même pour tous les détecteurs

¹² l'autre extrême est de choisir un masque entièrement transparent, exceptée une fente opaque (Guern *et al.*, 2003). Cependant, si effectivement le flux mesuré est considérablement augmenté, il n'est absolument pas évident que cela se traduise par une amélioration du rapport signal à bruit sur l'estimation du spectre, comme nous le détaillons dans l'annexe A.

dont le mouvement est remplacé par le défilement de l'image, toujours bi-dimensionnelle. Ce mode d'acquisition, qui est le mode à *trame défilante*, n'est cependant pas utilisable avec ce spectro-imageur d'Hadamard (du moins tel que nous l'avons décrit), car chaque mesure, et donc chaque nouvelle équation, s'accompagnerait de l'apparition de nouveaux éléments spatiaux, donc de nouvelles inconnues. Nous reviendrons au chapitre suivant (chapitre 4) sur cette remarque.

3.4 Instruments utilisant des détecteurs spectralement discriminants

Au cours de ce chapitre, nous avons vu toute la difficulté de mesurer un objet tri-dimensionnel au moyen de détecteurs réduits à deux dimensions, difficulté résolue tantôt par une juxtaposition d'images, tantôt par une acquisition temporelle. Il existe pourtant des assemblages de photo-détecteurs à trois dimensions, ou du moins qui peuvent y être assimilés : ce sont ceux formés par la juxtaposition de détecteurs sensibles par eux-mêmes au spectre du rayonnement incident.

Ces assemblages peuvent effectivement être à trois dimensions spatiales, lorsqu'ils sont constitués par l'empilement de plusieurs détecteurs : le premier est absorbant autour d'une certaine longueur d'onde, qu'il détecte donc, et plus ou moins transparent sinon ; la lumière qui n'a pas été absorbée atteint donc le deuxième détecteur, qui agit comme le premier mais à une autre longueur d'onde (Abedin *et al.*, 2003). De cette façon, on arrive à superposer plusieurs couches de détecteurs sensibles spectralement. Ce nombre de couches, et donc de bandes spectrales, est toutefois très limité, ce qui restreint l'utilisation simple d'un tel composant au domaine multispectral. Tennant *et al.* (2006) proposent une solution qui semblerait permettre d'accroître le nombre de bandes spectrales, en introduisant des volumes de détection allongés et dont l'énergie de *gap* décroît peu à peu, ces lieux de détection étant cette fois-ci coplanaires (voir la figure 3.10).

Il y a enfin les détecteurs de photons uniques, dont l'amplitude de la réponse dépend de l'énergie du photon incident, comme les jonctions Josephson (aussi appelées *Superconducting Tunnel Junction* ¹³), ou les *TES* (pour *Transition-Edge Sensors*).

¹³voir par exemple sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=33525

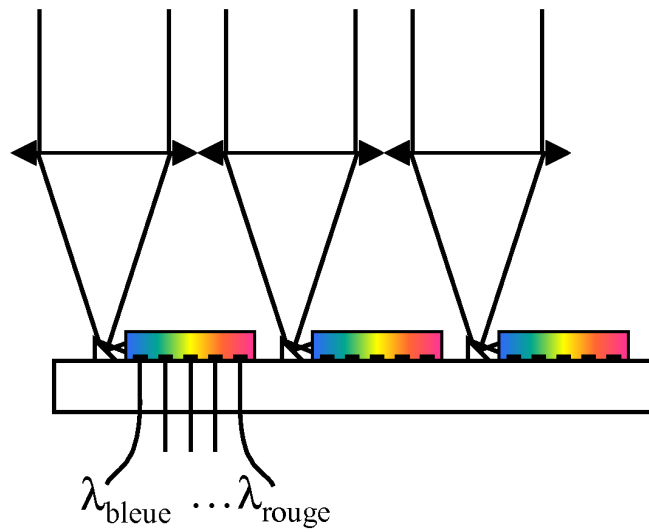


FIG. 3.10 – Schéma d'un spectro-imageur tel que décrit par Tennant et al. (2006)

Chapitre 4

Les instruments à *trame défilante*

Nous avons remarqué il y a peu (page 40) à propos des spectro-imageurs d'Hadamard que, lorsque l'acquisition de la spectro-image n'est pas instantanée et qu'une modification du montage est par conséquent nécessaire pour mesurer l'information manquante, il semblerait intéressant que cette modification soit uniquement due au déplacement de la scène, naturellement présent en imagerie aéroportée¹. Nous serions ainsi en mode d'acquisition à *trame défilante*, à mi-chemin entre le mode à *trame pointée* et le mode à *champ linéaire défilant*.

Nous avons aussi remarqué que ce mode d'acquisition n'était pas compatible avec le multiplexage spatial dans la direction d'avancée du porteur, car alors l'arrivée ininterrompue de nouveaux éléments spatiaux empêchait l'inversion de la mesure. Au contraire, si les lignes de la scène sont imagées en conservant la séparation spatiale, l'instrument pourra éventuellement s'accommoder du mode à *trame défilante*. Ce mode d'acquisition est donc une alternative à la plupart des instruments issus d'un spectromètre à monodétecteur et fonctionnant en mode à *trame pointée* : de ceux que nous avons présentés à la section 3.2, à savoir les spectro-imageurs à filtre, à transformée de Fourier, à codage spatial et à dispersion axiale, seul le dernier n'est pas extensible au mode à *trame défilante*, en tout cas pas immédiatement.

Cependant, l'obligation d'associer un état spectral différent à chaque ligne du détecteur rapproche aussi ces instruments des spectromètres à barrette : s'il abandonne l'imagerie, un spectro-imageur à *trame défilante* devient un spectrographe (mais un spectrographe où la conjugaison scène/détecteur doit être possible).

4.1 Spectro-imageurs à filtre en coin

Pour être compatible avec le mode à *trame défilante*, un spectro-imageur à filtre accordable perd l'impératif d'accordabilité du filtre –ce qui est d'ailleurs un des atouts de ce mode, mais requiert une variation spatiale de la longueur d'onde transmise. On est donc ramené aux spectromètres à barrette utilisant des filtres étroits. Parmi ceux-ci, le filtre en coin est le plus communément retenu, en raison de son extrême simplicité de mise en œuvre : il suffit en effet d'insérer ce filtre juste devant la matrice de détecteurs d'un imageur classique pour obtenir un spectro-imageur. La figure 4.1 montre comment on obtient le spectre d'un point à l'aide de ce type d'instrument.

¹il va de soi que le caractère aéroporté de la mesure n'est nullement une exigence, le mouvement relatif entre le détecteur et l'image de la scène pouvant facilement être créé par une rotation du dispositif complet, ou d'un miroir de renvoi, et réciproquement, il peut y avoir des mesures aéroportées pour lesquelles le mouvement du porteur n'est pas une translation régulière au-dessus de l'objet d'intérêt.

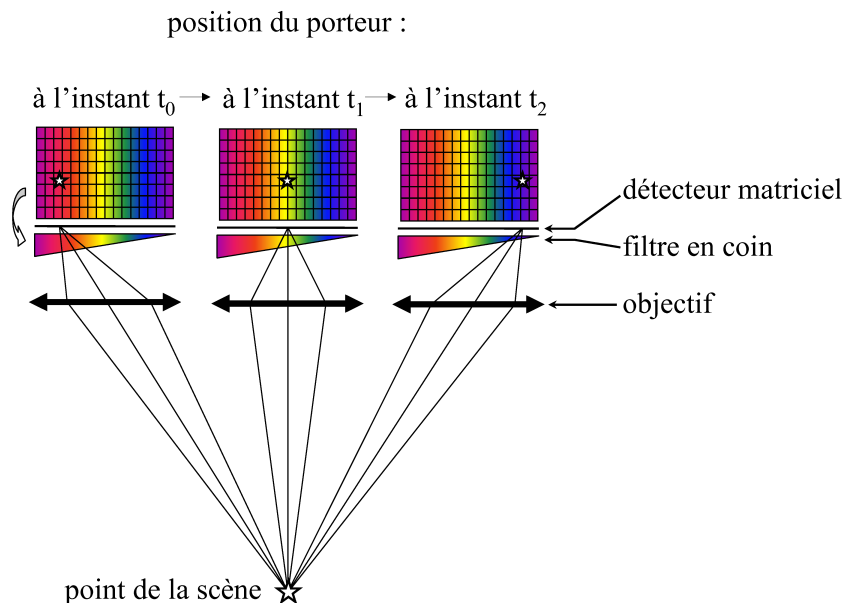


FIG. 4.1 – Schéma représentant le principe de fonctionnement d'un spectro-imageur utilisant un filtre en coin : un point de la scène, symbolisé par une étoile, est imagé sur le détecteur à travers le filtre en coin. À chaque instant, ce point n'est donc vu qu'à une longueur d'onde. Mais, en raison du mouvement du porteur, l'image du point se déplace, et, à la mesure suivante, il est vu à une autre longueur d'onde. De cette manière, son spectre est peu à peu mesuré.

4.2 Spectro-imageurs par transformée de Fourier statiques à grande étendue

Le remplacement du filtre par un interféromètre statique, comme nous l'avons déjà fait à la section 1.2, conduit aux spectro-imageurs par transformée de Fourier statique à grande étendue². Les franges d'interférences créées par l'interféromètre sont préférentiellement rectilignes et perpendiculaires à la trajectoire du porteur ; elles sont obtenues par un interféromètre en coin d'air (Vermande *et al.*, 1987; Horton, 1996; Lucey et Wilcox, 2003) ou à décalage latéral (Zhang *et al.*, 2002; Barducci *et al.*, 2003). La figure 4.2 présente une image caractéristique de celles que l'on obtient en sortie de ce type d'instrument, avant traitement. Il est bien important de comprendre que, exactement comme pour le filtre en coin, toute une séquence d'images est nécessaire. Les franges qui apparaissent sur l'image ne suffisent pas à remonter à l'image hyperspectrale : si nous en voyons, c'est que tous les points de la scène ont des spectres apparents assez proches, ne serait-ce qu'en raison de la limitation de ce spectre au domaine de sensibilité du détecteur.

²le qualificatif *grande étendue* est là pour les différencier des spectro-imageurs par transformée de Fourier statiques à *champ linéaire défilant*



FIG. 4.2 – Exemple d'image que nous avons obtenue à l'aide d'un spectro-imageur par transformée de Fourier statique à grande étendue : la superposition des images de la scène et des franges apparaît très clairement.

4.3 Spectro-imageurs à codage du spectre par masque à *trame défilante*

Les spectro-imageurs à codage spatial du spectre que nous avons décrits en mode à *trame pointée* à la page 32 sont aussi compatibles avec le mode à *trame défilante*, à condition que le codage binaire utilisé soit un codage cyclique. En effet, lorsqu'un point source se déplace dans le champ, parallèlement à la direction de dispersion du réseau ou du prisme, l'ensemble de son spectre se déplace au niveau du plan du masque. Si, entre deux prises d'image, le déplacement est égal à la hauteur d'une fente pour toutes les longueurs d'onde, cela revient à avoir déplacé le masque de cette même quantité, ce qui est exactement ce qui est fait en mode à *trame pointée* avec un masque cyclique qui se translate (cf. figure 3.4).

Chapitre 5

Récapitulatif

MAINTENANT que nous décrit les principales techniques de spectro-imagerie, il n'est peut-être pas inutile d'en faire un récapitulatif, en s'appuyant sur le tableau 5.1.

Nous sommes partis des spectromètres non imageurs, surtout utilisés en mode *mono-point*, mais aussi en mode à *trame pointée* lorsqu'un multiplexage spatial permet de n'avoir qu'une seule entrée. Nous avons fait la distinction entre les spectromètres utilisant un détecteur unique et ceux utilisant une barrette. À la première catégorie appartiennent les filtres passe-bandes, les spectromètres à réseau tournant (mais nous ne les considérons que comme une variation d'un spectromètre à barrette), les spectromètres à transformée de Fourier, ceux utilisant un multiplexage du spectre par masquage, et enfin les spectromètres à dispersion axiale. Les spectrographes à élément dispersifs (réseaux, prismes, ou même lames dichroïques) forment la seconde catégorie en compagnie des filtres passe-bande variables spatialement (ou angulairement) et des spectromètres par transformée de Fourier statique.

Tous ces spectromètres sont compatibles avec le mode à *champ linéaire défilant*, à condition de passer d'un monodétecteur à une barrette, ou d'une barrette à un détecteur matriciel. Toutefois, on peut s'interroger sur la pertinence de ce mode d'acquisition pour les spectromètres à mono-élément, à l'exception cependant des spectromètres à multiplexage du spectre par masquage, pour lesquels le mode à *champ linéaire défilant* se justifierait par le fait qu'ils utilisent des masques mono-dimensionnels. Quoiqu'il en soit, les appareils à *champ linéaire défilant* se restreignent en pratique aux spectromètres dispersifs et à ceux par transformée de Fourier statique.

Les spectromètres à monodétecteur sont par contre bien adaptés au mode à *trame pointée*. Ainsi, les spectromètres à filtre accordable, ceux par transformée de Fourier temporelle et ceux à dispersion axiale se généralisent immédiatement au mode à *trame pointée* par la simple utilisation d'un détecteur matriciel et d'un système d'imagerie adéquat. Ce passage de la spectrométrie à la spectro-imagerie n'est pas aussi évident pour les spectromètres basés sur le multiplexage du spectre par masques, pour la même raison que précédemment. Cependant, la compensation de la dispersion par un second réseau placé après le masque permet de lever la difficulté.

Ce mode d'acquisition à *trame pointée* est aussi compatible avec les spectromètres à barrette, moyennant quelques aménagements. Par exemple, les spectrographes à prisme ou à réseau permettent de juxtaposer les spectres des différents points de la source, soit en respectant la répartition spatiale de la scène si elle est constituée, artificiellement ou non, de points

isolés, soit par réarrangement de l'image en une longue fente ¹. Mais cette séparation de l'information spectrale de l'information spatiale n'est nullement nécessaire, à condition de gérer correctement leur mélange, ce que font les spectrotomographes ou les spectro-imageurs par transformation d'Hadamard.

L'emploi de détecteurs spectralement discriminants se prête bien aussi à une observation de la scène de type à *trame pointée*.

Enfin, à mi-chemin entre le mode à *trame pointée* et le mode à *champ linéaire défilant* se trouve le mode à *trame défilante*, correspondant à des instruments qui, dans la direction de déplacement du porteur, sont à la fois des spectromètres à barrette et des imageurs². Des quatre techniques utilisées en mode à *trame pointée* et dérivées d'un spectromètre à monodétecteur, seul le spectro-imageur à dispersion axiale ne se prête pas au mode à *trame défilante*.

¹Remarquons en passant que rien n'empêche d'utiliser cette dernière technique avec des spectromètres par transformée de Fourier statique.

²encore qu'un instrument similaire à un spectro-imageur à filtre accordable, *a priori* fonctionnant en mode à *trame pointée*, soit compatible avec le mode à *trame défilante*, à condition que la durée totale de balayage spectral soit inférieure au temps que met un point du sol pour traverser le champ de vue

mode <i>monopoint</i>	mode à <i>champ linéaire défilant</i>	mode à <i>trame pointée</i>	mode à <i>trame défilante</i>
Spectromètres à monodétecteur :			
filtre passe-bande (p. 7)		filtre accordable (p. 28)	filtre en coin (p. 43)
TF temporelle (p. 8)		TF temporelle (p. 31)	TF statique à grande étendue (p. 44)
codage spectral par masque (p. 11)		codage spectral par masque avec deux éléments dispersifs se compensant (p. 32)	codage spectral par masque avec deux éléments dispersifs se compensant (p. 45)
dispersion axiale (p. 13)		dispersion axiale (p. 33)	
Spectromètres à barrette :			
élément dispersif (p. 14)	élément dispersif (p. 21)	juxtaposition de spectres : - respect de la répartition spatiale (p. 34) - réarrangement spatial (p. 34) spectro-imageurs (p. 36)	codage spectral par masque avec deux éléments dispersifs se compensant (p. 45)
lames dichroïques (p. 15)		juxtaposition d'images monochromatiques (p. 34)	
filtre passe-bande (p. 15)			filtre en coin (p. 43)
TF statique (p. 16)	TF statique (p. 24)		TF statique à grande étendue (p. 44)
détecteur spectralement discriminant		détecteurs spectralement discriminants (p. 40)	

« TF » : abréviation pour « transformée de Fourier »

TAB. 5.1 – Tableau récapitulatif des techniques de spectro-imagerie

Chapitre 6

Spectro-imageurs aéroportés opérationnels

JUSQU'À présent, nous nous sommes attaché à décrire les différentes manières d'acquérir une spectro-image, passant très légèrement sur les conditions d'emploi et la mise en œuvre de ces concepts : c'est ce que nous allons faire dans ce chapitre, à partir de l'observation d'appareils de terrain existant ou en projet, en nous restreignant aux instruments aéroportés, puisque c'est ce type d'instrument que nous avons à développer pendant notre thèse.

6.1 Recensement de quelques spectro-imageurs aéroportés

Ce recensement est placé en annexe (annexe B), et se présente sous la forme d'une succession de tableaux, chacun consacré à un instrument. Nous aurions pu nous contenter d'un tableau synthétique, comme le tableau 6.1, où nous récapitulons pour chaque instrument les informations élémentaires le concernant : domaine spectral, nombre de bandes, mode d'acquisition, champ de vue, technique utilisée, etc. Toutefois, il ne nous a pas semblé inutile d'aller un peu au-delà de l'enveloppe de ces instruments, en nous intéressant non seulement à leurs performances, mais aussi à leur schéma optique, et à des informations que nous jugions intéressantes dans une tâche de conception, par exemple en précisant pour un instrument à réseau quel montage est employé (réseau plan, montage d'Offner, etc.), ou encore en indiquant si la séparation entre différents domaines spectraux est réalisée par l'utilisation d'instruments totalement distincts ou par des lames dichroïques. Bien sûr, notre travail reste superficiel, en ce sens que nous ne donnons pas des informations comme par exemple la présence ou non de moyens d'étalonnage à bord, le débit de données, ou bien encore les temps d'intégration. Cependant, les références indiquées pour chaque instrument devraient permettre au lecteur intéressé d'obtenir une grande partie de ces informations manquantes¹.

Nous avons construit notre liste d'une part à partir des instruments les plus connus, et d'autre part à partir des instruments qui nous semblaient représentatifs de leur catégorie. Nous ne mentionnons pas les instruments « mineurs », et, si nous avons parfois inclus des instruments qui n'étaient qu'en projet lors de la rédaction de cette thèse, nous n'avons pas retenu ceux aujourd'hui obsolètes. Cette liste n'est donc pas exhaustive, loin s'en faut, mais

¹ Avec toutefois la réserve que, dans le cas des références à un site Internet, l'accessibilité de l'information, voire sa fiabilité, ne sont nullement garanties.

elle est néanmoins suffisamment fournie pour donner un aperçu relativement juste du panorama des imageurs hyperspectraux aéroportés².

Le tableau 6.1 ci-dessous contient un résumé des caractéristiques essentielles : principe physique, mode d'acquisition, domaine spectral et nombre de bandes, largeur totale de la fauchée et nombre de pixels.

²il faut d'ailleurs prendre ce terme *aéroporté* au sens large, le porteur pouvant être un avion, un hélicoptère, un satellite, ou une sonde spatiale

Nom	Principe physique	Mode d'acquisition	Nombre de bandes spectrales				Fauchée champ / nbre de pixels
			VISNIR ^a	SWIR ^b	MWIR ^c	LWIR ^d	
AAHIS	PGP <i>(Prism-Grating-Prism)</i>	champ linéaire défilant	384	0	0	0	20° / 512
AHI	réseau plan	champ linéaire défilant	0	0	0	210	7° ^e / 240
AIRIS ^f	filtre de Fabry-Perot	pointé	0	0	0	50 ^{e,g}	2,9° / 64
AIRIS	interf. de Michelson	pointé	0	0	←	4200 →	0,55° / 8
AIRS	réseau échelle et filtres séparateurs d'ordre	monopoint	0	0	←	2666 →	89° / 90
AISA Eagle	PGP	champ linéaire défilant	488	0	0	0	29,9° ^e / 980
AISA Hawk	PGP	champ linéaire défilant	0	254	0	0	17,8° ^f / 300
APEX	prismes droits	champ linéaire défilant	312	195	0	0	28° / 1000
ARES	réseaux	monopoint	28	92	0	32	65° / 813
AVIRIS	réseaux plans	monopoint	←	224 →	0	0	30° / 614
C2VIFIS	filtres en coin	trame défilante	96	0	0	0	21,6° ^f / 768
CASI-1500	réseau plan	champ linéaire défilant	288	0	0	0	40° / 1500
CHRIS	prismes sphériques (montage Offner)	champ linéaire défilant	18 ^h	0	0	0	1,3° / 748
COMPASS	réseau convexe (mon- tage d'Offner)	champ linéaire défilant	←	558 →	0	0	5,5° / 256
CRISM	réseau convexe (mon- tage d'Offner)	champ linéaire défilant	558	0	0	0	2,12° / 640
DOHIS	réseau plan	champ linéaire défilant	0	0	320	320	1° / 240
EnMAP	prismes droits	champ linéaire défilant	←	200 →	0	0	2,7° / 1024
FTHSI	interf. de Sagnac	champ linéaire défilant	146	0	0	0	3° / 1024
HERO	réseaux concaves (montage de Dyson)	champ linéaire défilant	←	240 →	0	0	2,4° / 1000
HyDICE	prismes	champ linéaire défilant	←	210 →	0	0	8,9° / 312

suite page suivante

Nom	Principe physique	Mode d'acquisition	Nombre de bandes spectrales				Fauchée champ / nbre de pixels
			VISNIR	SWIR	MWIR	LWIR	
HyLITE	réseau convexe (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	0	0	0	62	6,2° / 512
Hyperion	réseaux convexes (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	70	172	0	0	0,62° / 256
HySpex-SWIR	réseau en transmission	champ linéaire défilant	256	0	0	0	14° / 320
HySpex-VNIR	réseau en transmission	champ linéaire défilant	0	160	0	0	17° / 1600
IASI	interf. de Michelson	pointé	0	0	←	8460 →	0,8° / 128
LEISA	filtre en coin	trame défilante	0	256	0	0	15° / 768
LWHIS	réseau plan	champ linéaire défilant	0	0	0	256	6,5° / 256
M3	réseau convexe (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	←	261 →	0	0	24° / 600
MODIS	filtres	champ linéaire défilant ^J	16	←	10 →	10	111° ^k /
OMI	réseaux plans	champ linéaire défilant	1335 ^l	0	0	0	114° / 60
OMIS	réseaux	monopoint	64	48	8	8	78° / 512
PHILLS	réseau convexe (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	512	0	0	0	30° / 1024
SARIS	interf. de Michelson	pointé	0	0	1720	0	0,9° / 16
SASI	prismes droits	champ linéaire défilant	0	160	0	0	37,7° / 160
SEBASS	prismes sphériques	champ linéaire défilant	0	0	128	128	7,3° / 128
SI5000	interf. cyclique	trame défilante	0	0	50	0	6,9° / 240
SMIFTS	interf. cyclique	trame défilante	0	0	35	0	10° / 240
TASI	prismes droits	champ linéaire défilant	0	0	0	32	40° / 600
TRWIS-III	réseaux plans	champ linéaire défilant	128	256	0	0	13,1° / 256
VIRTIS-M	réseau convexe (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	432 ^l	←	432 →	0	3,6° / 256

suite page suivante

Nom	Principe physique	Mode d'acquisition	Nombre de bandes spectrales				Fauchée champ / nbre de pixels
			VISNIR	SWIR	MWIR	LWIR	
WFIS	réseau convexe (montage d'Offner)	champ linéaire défilant	2048	0	0	0	120° / 2048
WIS	filtres en coin	trame défilante	0	0	210 ^m	420 ^m	/ 320

a VISNIR (*visible and near infrared*) : de 0,4 μ m à 0,9 μ m approximativement
b SWIR (*short wavelengths infrared*) : de 1 μ m à 3 μ m approximativement
c MWIR (*medium wavelengths infrared*) : de 3 μ m à 5 μ m approximativement
d LWIR (*long wavelengths infrared*) : de 8 μ m à 12 μ m approximativement
e existe en plusieurs versions, en particulier une MWIR, ainsi que d'autres formats de détecteurs
f plusieurs optiques sont disponibles pour changer le champ de vue
g en supposant un pas d'échantillonnage moitié de la résolution spectrale
h jusqu'à 117 bandes en perdant en fauchée et en résolution spatiale (en raison de la durée de lecture)
i existe en version LWIR avec 1720 bandes spectrales
j avec cependant un balayage mécanique perpendiculairement à la trajectoire
k fauchée due au miroir de balayage et non fauchée instantanée
l le domaine spectral s'étend jusqu'à l'UV
m les bandes spectrales se recouvrent très fortement

TAB. 6.1: Liste récapitulative de quelques spectro-imageurs aéroportés et leurs caractéristiques essentielles

6.2 Importance des instruments de type « élément dispersif » à champ linéaire défilant ou monopoint ; pourquoi

Si l'on groupe ces instruments par domaine spectral et technique de séparation spectrale, on obtient le tableau 6.2, qui fait ressortir très nettement la prédominance de l'élément dispersif sur les filtres ou les spectromètres par transformée de Fourier, et plus encore sur les spectro-imageurs par transformée d'Hadamard, totalement absents de ce tableau. Plusieurs propriétés peuvent expliquer cette préférence pour les réseaux ou les prismes aux dépens des autres techniques.

- Une chaîne de mesure simple : la mesure du spectre d'un point est instantanée et directe.
- Une compatibilité avec les formats de détecteurs et le mouvement du porteur, que ce soit lorsqu'on ne dispose que d'une barrette de détecteurs, le plus naturel étant alors de dédier cette barrette à la mesure spectrale et de balayer la scène pour acquérir l'information spatiale (mode *monopoint*), ou lorsqu'on dispose de détecteurs matriciels, et alors on peut acquérir instantanément le spectre d'une ligne de la scène, le balayage en colonne étant inhérent au mouvement du porteur (mode à *champ linéaire défilant*). De plus, comme on désire la plupart du temps échantillonner « continûment » le domaine spectral, la possibilité qu'offrent les filtres accordables de ne mesurer que quelques longueurs d'onde est sans intérêt, et d'autre part le nombre de détecteurs n'a pas lieu d'être supérieur aux nombres de bandes, contrairement aux interféromètres statiques (sans hétérodynage) qui mesurent nécessairement à partir du nombre d'onde zéro.
- Un montage robuste, dénué de tout élément mobile, excepté un possible miroir de balayage.
- Un étalonnage relativement immédiat, par l'utilisation de sources présentant un spectre de raies, ce qui permet d'avoir un étalonnage direct et couvrant l'ensemble du domaine spectral.
- Une bonne suppression du fond instrumental grâce l'emploi de filtres linéairement variables adaptés.
- L'absence de signification de l'avantage de Jacquinot, ou avantage d'étendue, en spectro-imagerie (voir page 11) : le champ instantané est par principe étroit, et l'ouverture des systèmes dispersifs est comparable à celles des autres instruments.
- Dans la plupart des domaines spectraux, le courant d'obscurité, le fond instrumental, et le bruit de lecture des détecteurs sont faibles, ce qui annule pratiquement l'avantage de Fellgett, ou avantage multiplex (voir annexe A), qui justifierait une mesure multiplexée (le plus couramment par transformée de Fourier).

Lorsqu'il s'agit ensuite d'opter pour un réseau de diffraction ou un prisme (ou une combinaison de prismes), les éléments de choix sont les suivants³ :

- le réseau permet une dispersion constante en longueur d'onde, mais son efficacité est moindre : avec un prisme, les seules pertes sont les réflexions aux interfaces et l'absorption du prisme, alors qu'un réseau n'est jamais efficace à 100% sur un domaine spectral étendu ;
- lorsque le domaine spectral est étendu ($\lambda_{Max} > 2\lambda_{min}$), le réseau a besoin de filtres ou de lames séparatrices d'ordre, ou alors il faut utiliser plusieurs réseaux, alors que le spectro-imageur à prisme peut s'accommoder seul d'un domaine spectral étendu (voir

³voir les articles de Chrien et Cook (2003) ou de Simia *et al.* (2001) par exemple pour une discussion sur les mérites respectifs du réseau et du prisme

l'instrument APEX, par exemple).

Enfin, le choix entre un montage à prisme droit ou réseau plan d'une part, et un montage de type Offner ⁴ d'autre part, est uniquement dicté par des considérations de complexité technologique : un montage Offner est meilleur, mais plus complexe, surtout en ce qui concerne la gravure du réseau convexe.

⁴ou Dyson, mais ce dernier est moins utilisé

	VISNIR	SWIR	MWIR	LWIR	total
prisme(s) droit(s)	3 APEX, EnMAP, HYDICE	4 APEX, EnMAP, HYDICE, SASI		1 TASI	5
prisme(s) sphé- rique(s)	1 CHRIS		1 SEBASS	1 SEBASS	2
PGP (<i>Prism- Grating- Prism</i>)	2 AAHIS, AISA	1 AISA			2
réseau plan en transmission	1 HySpex	1 HySpex			1
réseau plan en réflexion	6 ARES, AVIRIS, CASI, OMI, OMIS, TRWIS-III	4 ARES, AVIRIS, OMIS, TRWIS-III	3 AIRS-réseau échelle, DOHIS, OMIS	6 AHI, AIRS-réseau échelle, ARES, DOHIS, LWHIS, OMIS	10
réseau convexe (montage Off- ner)	7 COMPASS, CRISM, Hyperion, M3, PHILLS, VIRTIS-M, WFIS	4 COMPASS, Hyperion, M3, VIRTIS-M	1 VIRTIS-M	1 HyLITE	10
réseau convexe (montage Dyson)	1 HERO	1 HERO			1
filtre accor- dable	1 PHIRST		1 AIRIS	1 AIRIS	2
interféromètre de Michelson à miroir mobile			3 AIRIS, IASI, SARIS	2 AIRIS, IASI	3
filtre en coin	1 C2VIFIS	1 LEISA	1 WIS	1 WIS	3
interféromètre statique à optique cylin- drique	1 FTHSI				1
interféromètre statique à grande étendue			1 SI5000	1 SMIFTS	2

TAB. 6.2 – Répartition des instruments répertoriés en annexe (excepté MODIS, plus proche d'un capteur multispectral qu'hyperspectral) pour chaque domaine de longueurs d'onde et pour chaque technique de séparation spectrale. Lorsqu'un instrument (ou une famille d'instruments) couvre plusieurs domaines spectraux, il apparaît autant de fois que nécessaire, mais n'est comptabilisé qu'une seule fois dans le total.

6.3 Comparaison critique des différentes techniques de spectro-imagerie aéroportée

Ces arguments en faveur des réseaux ou des prismes ne doivent cependant pas laisser dans l'obscurité leurs défauts ni les atouts des autres techniques. Il ne faut pas oublier non plus l'influence du mode d'acquisition (*monopoint*, à *champ linéaire défilant*, à *trame pointée* ou à *trame défilante*), qui, il est vrai, n'est pas indépendant du choix du principe optique de séparation spectrale : un élément dispersif est par exemple associé aux modes *monopoint* ou à *champ linéaire défilant* et jamais aux deux autres modes, alors que le filtre en coin va de pair avec le mode à *trame défilante*. Nous avons donc dressé deux tableaux qui indiquent les principaux points négatifs ou positifs des différents modes d'acquisition (tableau 6.3) et des différentes techniques de sélection spectrale (tableau 6.4) que nous avons rencontrés dans les instruments du tableau 6.1.

Mode d'acquisition	Avantages	Inconvénients
<i>monopoint</i>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Tous les points spatiaux sont traités spectralement de la même manière, l'étalonnage est donc plus aisé. ▪ La mesure spectrale est instantanée. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La projection d'un pixel au sol varie beaucoup selon la fauchée. ▪ Un miroir de balayage est nécessaire^a. ▪ Les exigences sur la stabilisation de la ligne de visée sont très élevées. ▪ Le temps durant lequel un point du sol est observé est très faible. À cela se rajoute le fait que, dans la plupart des instruments opérant en mode <i>monopoint</i>, le balayage mécanique conduit, en début et fin de ligne, à des périodes pendant lesquelles la scène n'est pas vue^b.
<i>champ linéaire défilant</i>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La mesure spectrale est instantanée. ▪ Si la trajectoire du porteur est rectiligne, il n'y a pas besoin de contrôler la direction d'observation. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Le temps durant lequel un point du sol est observé est faible, étant donné que le champ instantané ne s'étend que dans la direction de la fauchée.
<i>trame pointée</i>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Le temps durant lequel un point du sol est observé est long, étant donné que le champ instantané est à deux dimensions. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La mesure spectrale se construit dans le temps, on est donc plus sensible à des variations de la scène. ▪ L'angle sous lequel est vu un même point au sol varie au cours de la mesure, et sa luminance spectrique peut varier avec cet angle de vue. ▪ La ligne de visée doit être bien contrôlée pour observer toujours la même zone au sol pendant l'acquisition de la spectro-image, et cela malgré l'avancée du porteur.
<i>trame défilante</i>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Le temps durant lequel un point du sol est observé est long, étant donné que le champ instantané est à deux dimensions. ▪ Si la trajectoire du porteur est rectiligne, il n'y a pas besoin de contrôler la direction d'observation. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La mesure spectrale se construit dans le temps, on est donc plus sensible à des variations de la scène. ▪ L'angle sous lequel est vu un même point au sol varie au cours de la mesure, et sa luminance spectrique peut varier avec cet angle de vue.
<p>^a Parmi les avantages du mode <i>monopoint</i>, on cite souvent la possibilité d'avoir un angle de fauchée très grand grâce à ce miroir de balayage : ceci est vrai, mais il ne faut pas croire que les autres modes d'acquisition ne permettent pas d'atteindre de larges fauchées, que ce soit directement, comme OMI, ou par la juxtaposition de plusieurs instruments, comme AAHIS.</p> <p>^b Remarquons que ces temps morts sont souvent mis à profit pour calibrer l'instrument en lui présentant des sources lumineuses connues.</p>		

TAB. 6.3 – Avantages et inconvénients des différents modes d'acquisition spatiale

Technique spectroscopique	Avantages	Inconvénients
éléments dispersifs (<i>monopoint, champ linéaire défilant</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Relative facilité d'étalonnage en vol^a. Le fond instrumental peut être grandement atténué avec un filtre en coin (mais au détriment de la transmission du système). 	<ul style="list-style-type: none"> On est obligé d'avoir deux systèmes optiques, le premier conjugant l'objet et la fente d'entrée du spectromètre, l'autre conjugant cette fente et le détecteur. Si le domaine spectral est large, les réseaux de diffraction ont une efficacité limitée, et l'existence de plusieurs ordres de diffraction oblige généralement à un filtrage spectral supplémentaire. Les prismes sont susceptibles d'offrir une meilleure transmission et un domaine spectral plus étendu, mais leur dispersion varie avec la longueur d'onde.
interféromètres statiques ^b (<i>champ linéaire défilant, trame défilante</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Domaine spectral d'un seul instrument étendu^c. En mode à <i>trame défilante</i>, les spectro-imageurs par transformée de Fourier statiques peuvent bénéficier de l'avantage multiplex. 	<ul style="list-style-type: none"> Le domaine spectral mesuré va jusqu'au nombre d'onde nul, et est donc plus grand que le domaine spectral utile. La résolution spatiale est rapidement limitée par le nombre de détecteurs. En mode à <i>champ linéaire défilant</i>, « l'avantage » multiplex se révèle souvent désavantage.
interféromètres statiques à hétérodyne spatial (<i>champ linéaire défilant</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Permet de la très haute résolution spectrale sur un domaine étroit. 	<ul style="list-style-type: none"> Avec le mode à <i>champ linéaire défilant</i>, « l'avantage » multiplex peut se révéler désavantage.
interféromètres à balayage temporel (<i>trame pointée</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Permet de la très haute résolution spectrale. Domaine spectral d'un seul instrument étendu^c. 	<ul style="list-style-type: none"> L'existence d'un élément le plus souvent mécaniquement mobile dans l'interféromètre oblige à un contrôle permanent de cet élément.
filtres accordables (<i>trame pointée</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Il est possible de ne mesurer que quelques bandes spectrales. Relative facilité d'étalonnage en vol^a. 	<ul style="list-style-type: none"> Les filtres présentent souvent des rebonds spectraux pouvant créer de la diaphonie. La lumière n'appartenant pas à la fenêtre spectrale de transmission du filtre est gaspillée.
filtres en coin (à <i>trame défilante</i>)	<ul style="list-style-type: none"> Simplicité du montage. 	<ul style="list-style-type: none"> La lumière n'appartenant pas à la fenêtre spectrale de transmission du filtre est gaspillée.
<p>^a Pour deux raisons : l'étalonnage spectral peut se faire simplement en éclairant l'instrument avec une source présentant de fines raies spectrales, et d'autre part une simple correction « gain-offset » permet de relier la réponse que donne chaque pixel au signal à mesurer, ce gain pouvant être estimé à l'aide d'une source de luminance spectrale connue.</p> <p>^b Il s'agit d'interféromètres à deux ondes, bien évidemment.</p> <p>^c Si les optiques sont réfléchives, la limitation du domaine spectral sera due à la séparatrice (à moins d'utiliser une division de front d'onde) ou au détecteur.</p>		

TAB. 6.4 – Avantages et inconvénients des différentes techniques de séparation spectrale

Conclusion

LES premiers chapitres de cet état de l'art nous ont conduit à constater la grande diversité des principes de spectro-imagerie, autant dans la manière d'obtenir la résolution spectrale de la mesure, que dans celle de gérer son caractère imageur, ou dans la combinaison des deux. Cet éventail se ferme sensiblement lorsqu'on réduit l'étude aux instruments aéroportés. En effet, le mode d'acquisition à *trame pointée* s'accorde si peu naturellement avec le mouvement du porteur qu'il faut des raisons fortes pour le choisir, ces raisons étant par exemple l'exigence d'un très grand nombre de bandes spectrales, ou bien un comportement du porteur différent du survol rectiligne de la scène à observer (l'instrument SARIS, par exemple). Cette mise à l'écart du mode à *trame pointée* a beau supprimer un grand nombre de concepts, comme on peut le voir sur le tableau 5.1, il en reste encore beaucoup, principalement les éléments dispersifs en mode *monopoint* ou à *champ linéaire défilant*, mais aussi spectromètres imageurs à transformée de Fourier statique, à filtre en coin, ou à transformée d'Hadamard, chacun ayant ses atouts et ses limites. C'est alors le détail de la mission, conditions d'utilisation et performances espérées, qui guide le choix en faveur de l'une ou l'autre de ces techniques.

Deuxième partie

Étude d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue

Introduction

« **D**E tous les auteurs, il n'y en a point que je méprise plus que les compilateurs, qui vont, de tous côtés, chercher des lambeaux des ouvrages des autres, qu'ils plaquent dans les leurs, comme des pièces de gazon dans un parterre », écrivait Montesquieu (Montesquieu, lettre LXVI). Si nous ne voulons pas mériter ce jugement sévère, il est grand temps d'exposer notre contribution, si modeste soit-elle, au développement de l'imagerie hyperspectrale. Cette contribution est à la fois théorique et expérimentale, mais, remettant à la troisième partie l'aspect expérimental de nos travaux, nous présentons seulement ici nos réflexions sur la conception d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue. Nous commençons par expliquer les raisons qui nous ont fait préférer un instrument de cette famille, avant de décrire ses constituants optiques, à savoir l'interféromètre et le système d'imagerie.

Chapitre 1

Choix du concept instrumental

La conclusion que nous avons retenue de l'état de l'art était que le choix du concept instrumental dépend fortement de la mission que doit remplir l'instrument : il est donc tout naturel que nous commençons par présenter le cahier des charges du spectro-imageur à concevoir, cahier des charges qui regroupe deux sortes de contraintes, celles portant sur les objectifs d'emploi de l'appareil, et celles portant sur les composants instrumentaux. Ces données nous permettront d'établir un bilan radiométrique qui montrera l'intérêt de multiplexer la mesure, argument qui amènera au choix d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue.

1.1 Contraintes instrumentales

1.1.1 Objectifs opérationnels

a. Caractéristiques spatiales

La mission fictive que devrait remplir notre spectro-imageur infrarouge est l'observation aéroportée d'une scène naturelle comportant des objets d'intérêt dont la taille est de l'ordre du mètre : le pas d'échantillonnage spatial est donc fixé à $0,5\text{ m}$, et la fauchée doit être supérieure à 100 m .

b. Caractéristiques spectrales

D'un point de vue spectral, le domaine de fonctionnement correspond aux bandes II et III de transmission atmosphérique, ce qui en longueurs d'onde revient grossièrement à $[3\ \mu\text{m} ; 5\ \mu\text{m}]$ et $[8\ \mu\text{m} ; 12\ \mu\text{m}]$.

Nous avons affiné ces domaines aux intervalles $[3,1\ \mu\text{m} ; 5,0\ \mu\text{m}]$ et $[7,1\ \mu\text{m} ; 11,1\ \mu\text{m}]$; exprimés en nombres d'onde, ces intervalles deviennent $[2000\ \text{cm}^{-1} ; 3200\ \text{cm}^{-1}]$ pour la bande II et $[900\ \text{cm}^{-1} ; 1400\ \text{cm}^{-1}]$ pour la bande III. Ces nouvelles caractéristiques spectrales permettent de tenir compte à la fois de la longueur d'onde de coupure des détecteurs (voir le paragraphe 1.1.3) et des valeurs plus précises des fenêtres de transmission atmosphérique (voir la courbe 1.1).

Le pouvoir de résolution, défini comme le rapport entre la longueur d'onde moyenne et le pas d'échantillonnage spectral, doit approcher 250. Ceci nous a conduit à choisir un pas

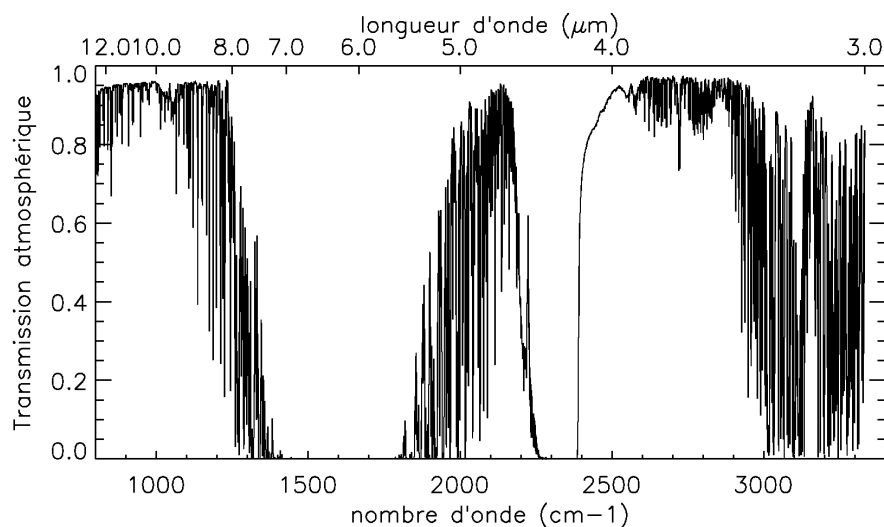


FIG. 1.1 – Transmission de l’atmosphère depuis le sol sur un trajet vertical, à 2000 m d’altitude (données ONERA)

d’échantillonnage spectral égal à 10 cm^{-1} en bande II et à 5 cm^{-1} en bande III. Bien évidemment, ces pas d’échantillonnage spectraux ne sont plus constants lorsqu’on les convertit en longueurs d’onde : les 10 cm^{-1} de pas deviennent approximativement 10 nm et 25 nm à $3,13\text{ }\mu\text{m}$ et $5\text{ }\mu\text{m}$, tandis que les 5 cm^{-1} de pas deviennent 25 nm et 62 nm à $7,14\text{ }\mu\text{m}$ et $11,11\text{ }\mu\text{m}$.

c. Caractéristiques du porteur

Le porteur est supposé suivre une trajectoire rectiligne, à une vitesse sol de 100 m.s^{-1} et à une altitude de 2000 m .

1.1.2 Ouverture de l’optique

Concernant l’optique, rien n’est décidé par avance, puisque le but de ce chapitre est justement de la choisir. Cependant, il est fort probable que la fonction d’imagerie sera assurée par une conjugaison « traditionnelle » entre la scène et le détecteur. Dans ce cas, nous avons limité l’ouverture de l’optique à $f/3$, compromis raisonnable entre grande ouverture et difficulté de conception.

1.1.3 Caractéristiques des détecteurs

S’agissant des performances des détecteurs, nous nous sommes inspirés des produits commercialisés par la société Sofradir, et plus particulièrement du détecteur matriciel *URANUS MW*¹ pour la bande II, et pour la bande III des détecteurs matriciels à haute longueur d’onde de coupure décrits par Manissadjian *et al.* (2005, p. 7). Les valeurs numériques des paramètres les plus importants sont notés dans le tableau 1.1. En ce qui concerne le bruit

¹www.sofradir.com

de lecture, les valeurs indiquées dans les références sont de 400 électrons pour la bande II, et 1560 électrons pour la bande III. Afin de tenir compte du bruit rajouté par l'électronique en aval du détecteur, nous avons amené ces bruits de lecture à 500 et 2000 électrons. Enfin, le courant d'obscurité en bande III est celui annoncé pour un détecteur refroidi à 65K.

1.1.4 Tableau récapitulatif

Le tableau 1.1 résume l'ensemble des hypothèses faites jusqu'à présent, et indique aussi trois paramètres fondamentaux qui s'en déduisent, à savoir le temps que met le porteur pour avancer de la taille d'un pixel au sol², l'étendue géométrique de l'instrument, et le nombre de points dans la partie utile du spectre. Nous donnons aussi la valeur que nous avons prise pour l'efficacité quantique des détecteurs ($\eta_q = 0,7$), la transmission du système d'imagerie ($tr_{opt} = 0,8$), ainsi qu'une quantité que nous appelons *efficacité de séparation spectrale*, que nous notons η_{sp} et que nous prenons égale à 70%. Cette quantité est l'efficacité de l'élément spectralement discriminant : dans le cas d'un spectromètre dispersif, ce sera la transmission du prisme ou du réseau dans l'ordre utile, ou la transmission du filtre si c'est un filtre qui permet de séparer les composantes spectrales, ou bien encore, ce sera le contraste des franges dans le cas d'une mesure par transformée de Fourier.

²ce que nous avons appelé *temps de survol élémentaire* – la visée est une visée nadir

	notation	expression	valeur numérique
• paramètres « mission »			
vitesse porteur	v		100 m.s^{-1}
pas d'échantillonnage spatial	a_{sol}		$0,5 \text{ m}$
temps de survol élémentaire	t_0	$\frac{a_{sol}}{v}$	5 ms
fauchée			$> 100 \text{ m}$
domaine spectral (bande II)	$[\sigma_{min} ; \sigma_{Max}]$		$[2000 \text{ cm}^{-1} ; 3200 \text{ cm}^{-1}]$
pas d'échantillonnage (bande II)	p_σ		10 cm^{-1}
nombre de points (bande II)	N_u	$\frac{\sigma_{Max} - \sigma_{min}}{p_\sigma}$	120
domaine spectral (bande III)	$[\sigma_{min} ; \sigma_{Max}]$		$[900 \text{ cm}^{-1} ; 1400 \text{ cm}^{-1}]$
pas d'échantillonnage (bande III)	p_σ		5 cm^{-1}
nombre de points (bande III)	N_u	$\frac{\sigma_{Max} - \sigma_{min}}{p_\sigma}$	100
• paramètres « instrument »			
format détecteur (bande II)	$N_x \times N_y$		640×512
format détecteur (bande III)	$N_x \times N_y$		320×256
taille pixel (bande II)	a_{pix}		$20 \mu\text{m}$
taille pixel (bande III)	a_{pix}		$30 \mu\text{m}$
capacité de charge (bande II)	Ne_{tot}		$4,8.10^6 e^-$
capacité de charge (bande III)	Ne_{tot}		$3,6.10^7 e^-$
rendement quantique (bandes II et III)	η_q		0,7
courant d'obscurité (bande II)	I_{obs}		0 A
courant d'obscurité (bande III)	I_{obs}		500 pA
bruit de lecture (bande II)	σ_{lect}		500 e^-
bruit de lecture (bande III)	σ_{lect}		2000 e^-
nombre d'ouverture	N		3
étendue géométrique (bande II)	G	$\pi \frac{a_{pix}^2}{4N^2}$	$3,5.10^{-11} \text{ m}^2.sr$
étendue géométrique (bande III)	G	$\pi \frac{a_{pix}^2}{4N^2}$	$7,8.10^{-11} \text{ m}^2.sr$
transmission optique	tr_{opt}		0,8
efficacité de séparation spectrale	η_{sp}		0,7

TAB. 1.1 – Données de départ pour le dimensionnement du spectro-imageur infrarouge « modèle »

1.2 Bilan radiométrique pour une mesure directe avec un détecteur matriciel

De tous les concepts dont nous avons fait état dans la première partie de cette thèse, les plus simples en termes de chaîne d'acquisition et de traitement, et par là les plus séduisants à nos yeux, étaient ceux faisant une mesure directe, par opposition à une mesure multiplexée. Comme de plus il existe aujourd'hui des détecteurs matriciels suffisamment grands, nous inclinerions vers des instruments dont le champ de vue instantané couvre toute la fauchée. Plusieurs catégories d'appareils vérifient ces deux conditions, entre autres les spectro-imageurs à élément dispersif à *champ linéaire défilant*, mais aussi les spectro-imageurs à filtre accordable à *trame pointée*, ou bien ceux à filtre en coin à *trame défilante*. Tous ces instruments, nonobstant leurs différences, partagent à peu près le même bilan radiométrique, que nous détaillons ci-après.

1.2.1 Luminances de scène

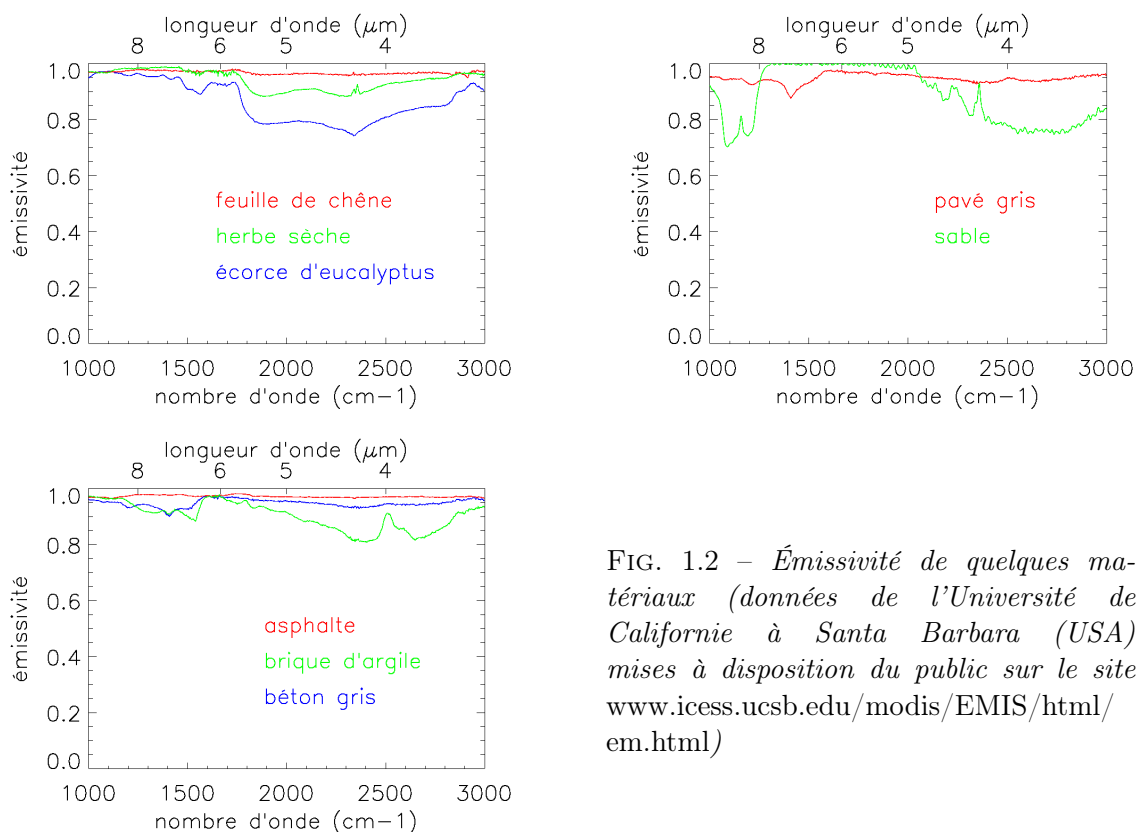


FIG. 1.2 – Émissivité de quelques matériaux (données de l'Université de Californie à Santa Barbara (USA) mises à disposition du public sur le site www.icess.ucsb.edu/modis/EMIS/html/em.html)

Ce bilan radiométrique ne peut être fait que si l'on connaît la luminance spectrique des scènes observées. Dans notre cas, ce bilan est fait sans prendre en compte la texture spatiale de la scène, qui, pour une première évaluation, peut être assimilée à un corps noir, ou plutôt un corps « gris foncé », la plupart des matériaux que nous serions susceptible d'observer ayant une émissivité supérieure à 0,8 (voir les courbes de la figure 1.2). La scène se comportera donc à la fois comme une source primaire, et comme une source secondaire,

en diffusant la lumière qu'elle reçoit du Soleil. Ceci n'est d'ailleurs pas tout à fait exact, puisque l'atmosphère va modifier la transmission du rayonnement, et en être elle-même une source. Comme les domaines spectraux considérés coïncident globalement avec des bandes de transparence de l'atmosphère³, l'influence de celle-ci est faible, mais, l'ONERA nous ayant fourni des modèles plus précis, il va de soi que ce sont eux que nous avons utilisés.

Ces modèles contiennent :

- la transmission spectrale de l'atmosphère pour un trajet vertical, notée $tr_{atm}(\sigma)$;
- la luminance spectrique apparente de l'atmosphère pour une visée au nadir, notée $L_{atm}(\sigma)$;
- l'éclairement spectrique au niveau du sol, noté $E_{sol}(\sigma)$.

Si on suppose que le sol est un diffuseur lambertien d'émissivité ε et de température T_{sce} , les données précédentes permettent d'évaluer la luminance apparente de la scène en entrée du spectro-imageur, $L_{entree}(\sigma)$:

$$L_{entree}(\sigma) = L_{atm}(\sigma) + \underbrace{tr_{atm}(\sigma) \cdot \frac{(1-\varepsilon)E_{sol}(\sigma)}{\pi}}_{L_{ref}} + \underbrace{tr_{atm}(\sigma) \cdot \varepsilon \cdot L_{CN,T_{sce}}(\sigma)}_{L_{emi}}$$

où $L_{CN,T_{sce}}$ est la luminance du corps noir à la température T_{sce} . On a tracé sur la figure 1.3 ces différentes contributions à ce qui est pour nous le signal utile.

³en dehors de la bande d'absorption du CO_2 autour de $4,3 \mu m$ (se reporter par exemple à l'ouvrage de Meyzonnette et Lépine (2001, p. 197 et suiv.) pour avoir des données quantitatives sur ces rayonnements)

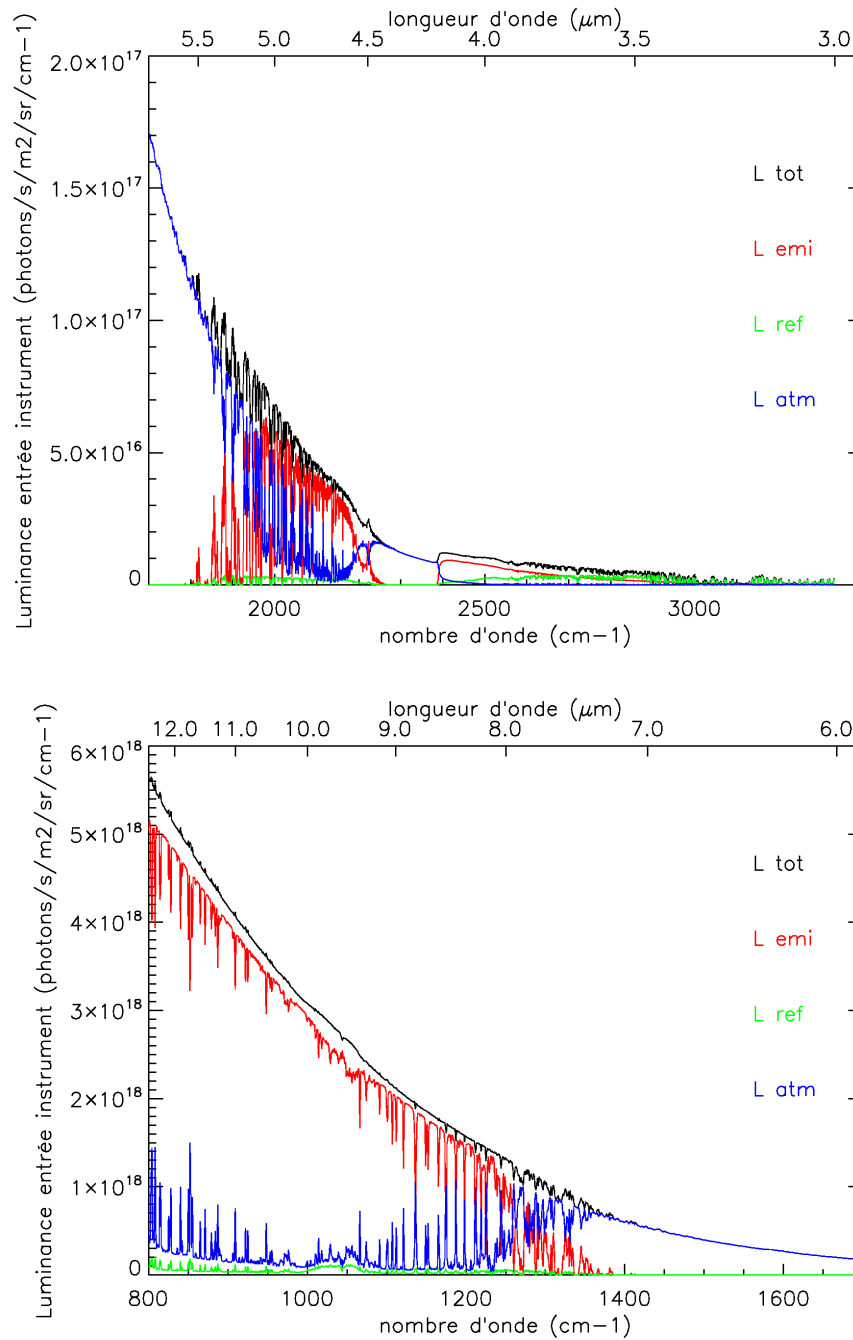


FIG. 1.3 – Exemple de luminances en entrée de l'instrument, pour une scène assimilée à un corps noir à 278 K et d'émissivité 0,9 dans des conditions réalistes d'observation aéroportée : en hiver, à midi, sous des latitudes tempérées, et sous un ciel clair (données ONERA). L_{tot} est la luminance totale en entrée d'instrument, notée L_{entree} dans le texte.

1.2.2 Majoration du rapport signal à bruit pour une mesure directe

Le but de ce paragraphe est d'évaluer le meilleur rapport signal à bruit que l'on puisse espérer par une mesure directe, c'est-à-dire non multiplexée, indépendamment des problèmes de réalisation expérimentale de l'instrument. On suppose donc celui-ci quasi parfait, les seuls éléments perturbant la mesure étant le bruit de grenaille et le bruit de lecture. Avec ce modèle simplifié, la mesure, qui est celle d'un nombre $Ne(\sigma)$ d'électrons pour chaque bande spectrale centrée en σ , peut se décomposer en une partie utile et une partie correspondant au fond instrumental, réduit au courant d'obscurité du détecteur :

$$Ne(\sigma) = Ne_{utile}(\sigma) + Ne_{fond}(\sigma)$$

avec :

$$Ne_{utile}(\sigma) = L_{entree}(\sigma) \times G \times p_{\sigma} \times \eta_q \times tr_{opt} \times \eta_{sp} \times t_i \quad \text{et} \quad Ne_{fond}(\sigma) = \frac{I_{obs}}{e} \times t_i$$

où t_i est le temps d'intégration.

Le choix de t_i est un peu délicat. Prenons pour exemple un spectro-imageur à réseau ou à prisme, en mode à *champ linéaire défilant*. Le champ de vue instantané de cet instrument est une fente parallèle à la fauchée, de largeur approximativement le pas d'échantillonnage au sol, et l'image de cette fente est dispersée par le spectromètre sur une hauteur de N_u pixels. Un pixel sol est donc vu au maximum pendant une durée t_0 , par définition de cette dernière quantité. Cependant, avec un tel principe d'acquisition, une grande partie du capteur n'est pas exploitée, puisque celui-ci possède un nombre de lignes bien plus grand que le nombre de points à mesurer dans le spectre. Pour éviter ce gaspillage, on peut imaginer d'utiliser plusieurs fentes, les images de ces fentes étant séparées d'au moins N_u pixels. Avec un tel système, la durée d'acquisition d'un pixel sol reste de t_0 , mais cette mesure est répétée N_x/N_u fois, ce qui améliore le rapport signal sur bruit d'un facteur $\sqrt{N_x/N_u}$. Dans le cas d'appareils à filtre accordable, le raisonnement que nous venons de tenir reste valable. Cependant, ces instruments à *trame pointée* ont la propriété de pouvoir fixer un point du sol pendant la durée totale de la mesure : il est alors possible de ne faire qu'une seule mesure du spectre d'un point au sol, avec en revanche un temps d'intégration par élément spectral plus long d'un facteur N_x/N_u . Cette solution est avantageuse si le bruit dominant est le bruit de lecture, le gain sur le rapport signal à bruit alors devenant N_x/N_u au lieu de $\sqrt{N_x/N_u}$. Nous verrons qu'effectivement, en bande II, cette solution serait sans doute préférable, au moins du point de vue du bilan radiométrique, mais, comme en bande III le courant d'obscurité est supérieur au flux utile, nous avons privilégié la première solution. Avec les valeurs numériques que nous utilisons, ce gain est de $\sqrt{5}$ en bande II, et de $\sqrt{3}$ en bande III.

Le temps d'intégration que nous avons retenu n'est pourtant pas t_0 . En effet, il faut aussi prendre en compte les caractéristiques des détecteurs, en particulier en bande III, où deux facteurs peuvent conduire à diminuer le temps d'intégration. Le premier est le fait que, aujourd'hui, ces détecteurs n'existent qu'en mode *ITR* (*Integrate Then Read*) : lorsque la matrice est lue, elle ne peut pas intégrer le flux incident. Avec un détecteur au format 320×256 , disposant de 4 sorties à 6 MHz chacune, le temps de lecture est de 3,4 ms : avec une fréquence trame de 200 Hz (fixée par la vitesse du porteur et le pas d'échantillonnage au sol), le temps maximal d'intégration n'est donc plus que de 1,6 ms. Le second facteur limitant est que, malgré cette première réduction du temps d'intégration, il n'est pas impossible que

l'on sature les détecteurs. Pour nous prémunir contre cette éventualité, nous avons restreint le temps d'intégration de manière à ce que le signal ne dépasse pas les trois quarts de la capacité de charge des pixels, ce qui permet d'avoir dans le champ des objets un peu plus chauds que le fond de la scène, sans pour autant atteindre la saturation. Pour la bande II, nous avons conservé cette contrainte, et par défaut le temps d'intégration a été fixé à 4,5 ms, soit 90% de t_0 .

En ce qui concerne les sources de bruit, nous n'en avons considérées que deux : le bruit de lecture et le bruit de grenaille. *Notre modèle est donc bien optimiste, et ne nous fournira qu'une majoration du rapport signal à bruit* : ce serait une étape plus approfondie de conception que d'essayer d'identifier et d'éliminer les autres sources de dégradation du signal, en particulier celles causées par une caractérisation imparfaite de l'instrument.

Les résultats numériques que l'on obtient en bande II sous ces hypothèses sont présentés sur la figure 1.4. On remarque immédiatement que le signal est très faible : dans les bandes spectrales où il est le plus élevé, il n'atteint pas même les quarante mille électrons, soit moins d'un centième de la capacité des puits, et aux longueurs d'onde les plus courtes, il est inférieur à mille électrons. Cette faiblesse du signal a pour conséquence que, dans notre modèle, le bruit de lecture du détecteur est plus important que le bruit de grenaille associé aux photo-électrons, et le rapport signal à bruit est assez faible : il est certes proche de 140 aux plus grandes longueurs d'onde, mais il chute rapidement pour atteindre à peine quelques dizaines sur la majorité de la bande spectrale. Or il n'est pas inutile de rappeler que le modèle instrumental est extrêmement simplifié, et qu'il y aura inévitablement d'autres sources de bruit. Dans cette bande spectrale, le simple bilan radiométrique met donc en évidence l'impérieuse nécessité de ne pas gaspiller le flux atteignant l'instrument.

En bande III (voir la figure 1.5), le rapport signal à bruit est meilleur, et les capacités sont maintenant remplies au sixième de leur capacité. Malheureusement, ce n'est pas le signal utile qui les remplit, mais le courant d'obscurité, ce qui fait que, comme en bande II, le bruit de photons est très faible par rapport aux deux autres sources que sont le bruit poissonnien associé aux électrons du courant d'obscurité et le bruit de lecture du détecteur.

À ces courbes nous avons aussi rajouté, en vert sur les figures 1.4 et 1.5, celles correspondant à une mesure échantillonnée régulièrement en longueur d'onde, que donnerait par exemple un réseau de diffraction. Si les bandes spectrales ont toutes même largeur quand elles sont exprimées en longueur d'onde, c'est que, exprimées en nombre d'onde, elles s'élargissent quand on progresse vers les nombres d'onde élevés. Dans ces régions, le flux détecté sera donc plus élevé, et le sera moins aux petits nombres d'onde, puisque nous avons conservé le nombre total de bandes spectrales.

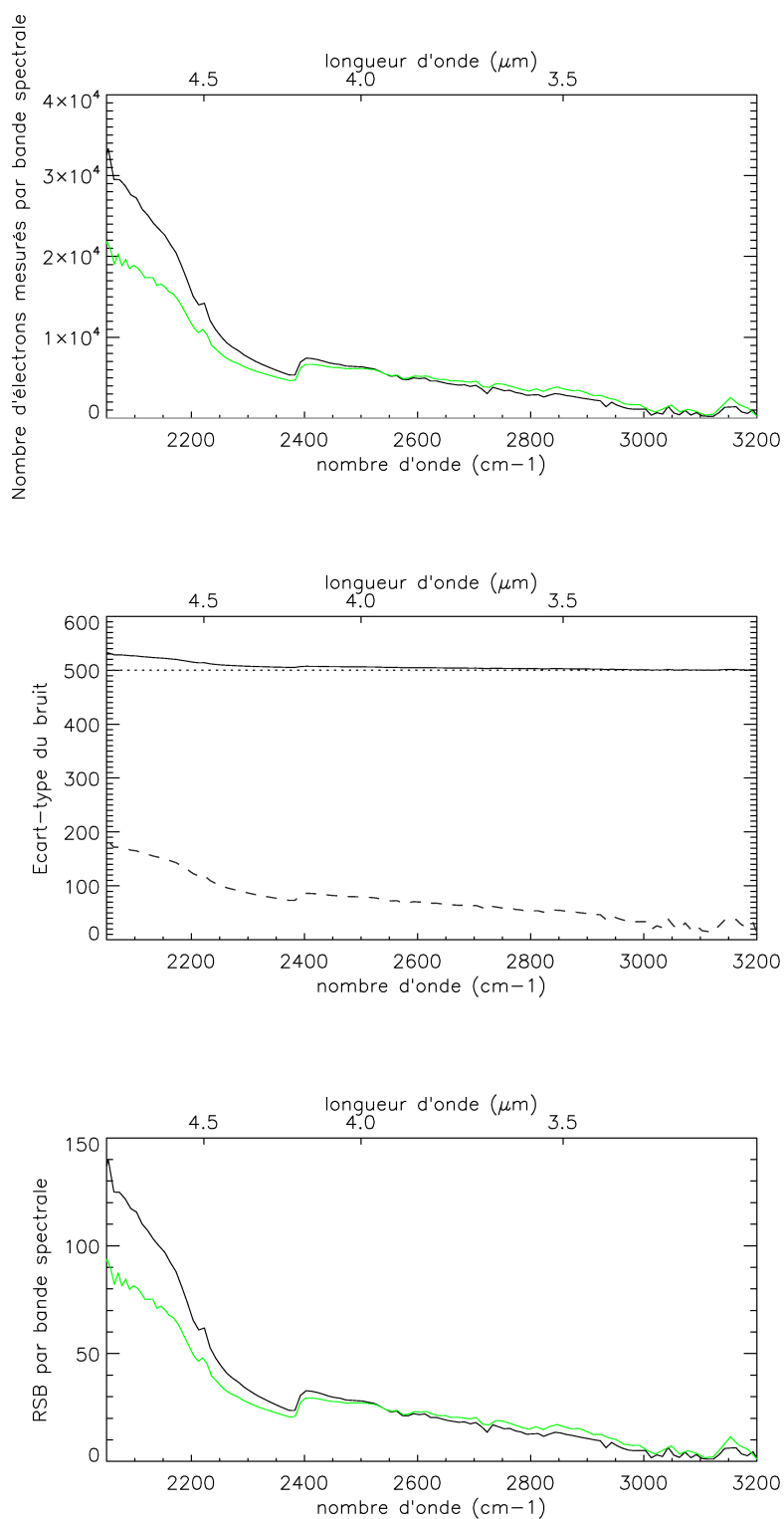


FIG. 1.4 – Bilan radiométrique pour une mesure directe en bande II. De haut en bas : le signal total pour une seule mesure, le bruit associé (avec, en pointillés, le bruit de lecture, et, en tirets, le bruit de grenaille), et le rapport signal à bruit obtenu en moyennant cinq mesures (voir la justification page 76). Les courbes vertes correspondent à une mesure régulière en longueur d'onde, le nombre total de bandes dans la partie utile du spectre étant inchangé.

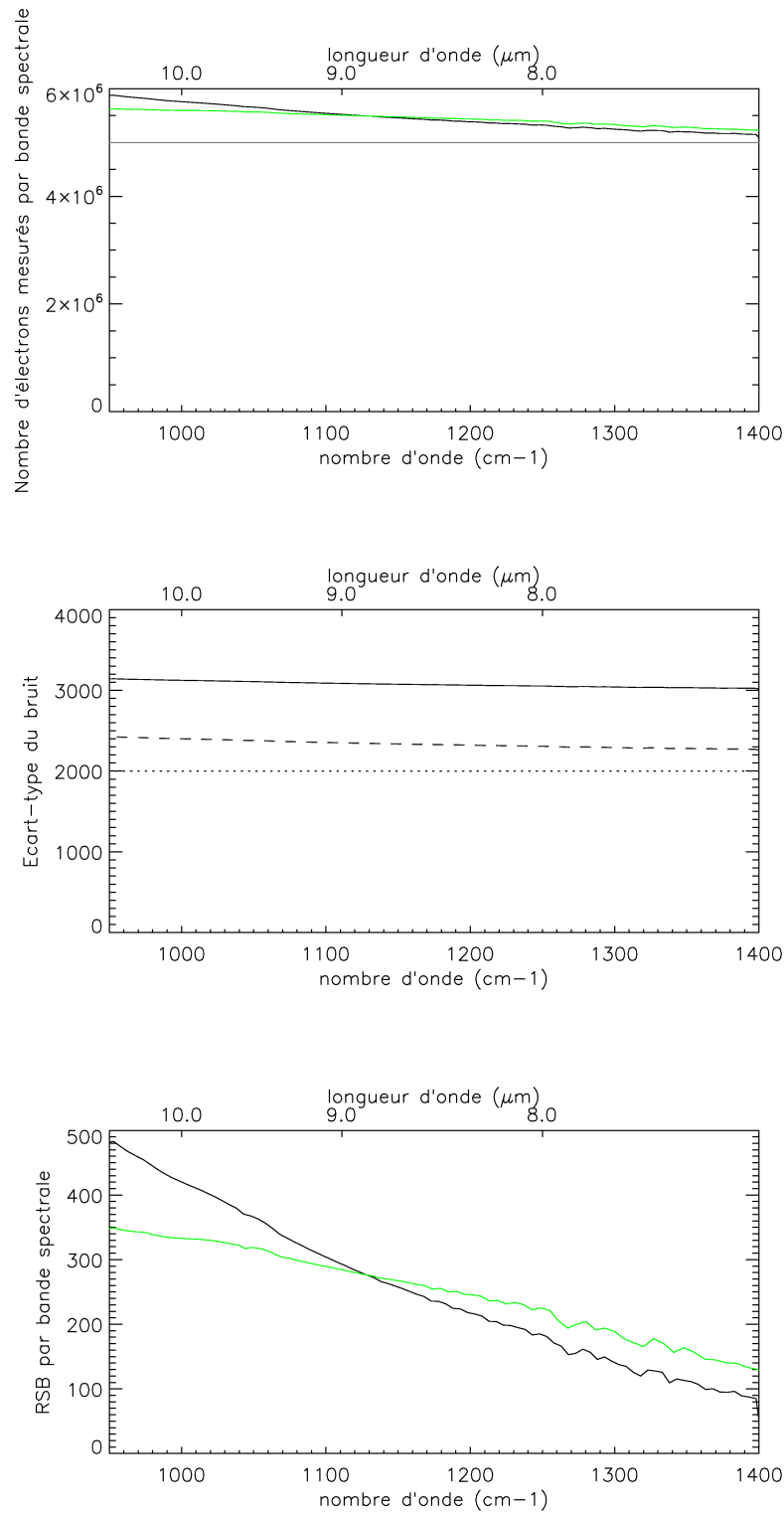


FIG. 1.5 – Bilan radiométrique pour une mesure directe en bande III. De haut en bas : le signal total pour une seule mesure (en gris, le courant d'obscurité), le bruit associé (en pointillés, le bruit de lecture, en tirets, le bruit de grenaille), et le rapport signal à bruit obtenu en moyennant trois mesures (voir la justification page 76). Les courbes vertes correspondent à une mesure régulière en longueur d'onde, le nombre total de bandes dans la partie utile du spectre étant inchangé.

1.3 Choix du concept de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique à grande étendue

1.3.1 Raisons de ce choix

Le bilan radiométrique que nous venons d'établir a fait apparaître assez nettement que le bruit poissonnien associé au signal n'est pas le bruit prédominant. Autrement dit, nous sommes dans des conditions favorables à une mesure multiplexée, ce que nous décidons donc de faire. Précisons immédiatement que la motivation de ce choix étant d'accroître le signal mesuré, il exclut de fait tous les systèmes dont le mode d'acquisition spatial est de type *monopoint* ou à *champ linéaire défilant* qui, multiplexés ou non, ne sauraient augmenter le flux total entrant dans l'instrument. Le nombre de détecteurs ne permettant pas d'autre part de mesurer directement plus de signal que ce qui était fait dans le bilan radiométrique du paragraphe précédent, le multiplexage est bien la seule solution dont nous disposons.

Il s'agit ensuite de décider si les variables à multiplexer seront les variables spatiales ou la variable spectrale. La réponse à cette question est vite tranchée. En effet, pour pouvoir être inversé sans information *a priori*, le multiplexage demande de faire au moins autant de mesures qu'il y a de données multiplexées, ce qui interdit qu'entre deux mesures de nouvelles données soient introduites. Si ces données multiplexées sont des données spatiales, cette condition se traduit par la nécessité de conserver exactement le même champ de vue entre plusieurs mesures. Or ceci est fort difficile à obtenir dans des conditions aéroportées telles que celles envisagées⁴ : il ne reste donc que la variable spectrale qui puisse être multiplexée.

Des spectromètres multiplexeurs, nous avons vu au premier chapitre de cette thèse qu'il n'en existe pratiquement que deux familles, celle des spectromètres par transformée de Fourier et celle des spectromètres par transformée d'Hadamard, toutes deux compatibles avec les modes d'acquisition à *trame pointée* et à *trame défilante*. Toutes deux sont aussi susceptibles de bénéficier de l'avantage multiplex, comme nous le détaillons dans l'annexe A. La transformation d'Hadamard est d'ailleurs meilleure que celle de Fourier du point de vue du rapport signal à bruit, au moins sous les hypothèses formulées en annexe. Pourtant, nous nous sommes tournés vers la spectroscopie par transformée de Fourier, et non vers la spectroscopie par transformée d'Hadamard. Ce choix est motivé principalement par des raisons de simplicité de montage : un spectro-imageur par transformée d'Hadamard demande l'emploi de deux réseaux de diffraction et de trois systèmes d'imagerie (pour un objet à l'infini, voir la figure 3.4 de la page 33), tandis qu'un spectro-imageur à transformée de Fourier se contente d'un seul système d'imagerie et d'un interféromètre. Bien sûr, il est possible d'imaginer des combinaisons optiques astucieuses pour n'avoir en effet qu'un seul réseau, dans le même esprit par exemple que le montage décrit par Swift *et al.* (1976), mais il n'en reste pas moins qu'un spectro-imageur par transformée d'Hadamard est un système complexe, et l'atout de la simplicité en est un de poids pour les systèmes infrarouges, surtout lorsqu'on n'exclut pas de les refroidir.

Tous les arguments que nous venons d'expliquer amènent donc à opter pour un spectro-imageur à transformée de Fourier, et il ne reste alors plus qu'à déterminer s'il fonctionnera en mode à *trame pointée* ou à *trame défilante*. Le premier mode permet une haute résolution

⁴la taille des détecteurs empêchant l'acquisition simultanée de toutes les combinaisons de multiplexage, comme le font certains spectrotomographes (voir page 36)

spectrale, puisqu'elle est fixée par l'amplitude de balayage du (ou des) miroirs mobiles. Cependant, non seulement cet avantage n'est pas utile à notre mission, mais il s'accompagne en plus de trois difficultés. La première est qu'avoir une pièce mobile est peu compatible avec un instrument refroidi, ce qui pourrait se révéler nécessaire. La deuxième difficulté concerne la stabilisation de l'instrument, la surface au sol observée devant être la même pendant un long temps, malgré l'avancée du porteur. La stabilisation est aussi à l'origine de la troisième difficulté. En effet, la progression du champ de vue « par sauts » impose de prévoir un certain délai pour passer d'une zone observée au sol à la suivante. De plus, pour être sûr que ces zones ne sont pas disjointes, elles doivent se recouvrir partiellement. Ces deux raisons font que la durée totale d'observation utile est réduite, et que la fréquence d'acquisition doit être plus élevée. Ceci nous a fait préférer le spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue, qui ne souffre de pas une de ces difficultés, et qui permet d'atteindre les résolutions spectrales espérées. En revanche, la physique de formation des images est un peu plus complexe, comme nous le verrons au troisième chapitre de cette partie.

1.3.2 Rappel du principe du spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue

Il n'est sans doute pas superflu de rappeler brièvement le principe de fonctionnement d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue. Au cœur d'un tel instrument se trouve un interféromètre créant des franges rectilignes dans leur plan de localisation. Ce peut être par exemple un interféromètre à décalage latéral, ou un interféromètre de coin d'air (figure 1.6, schéma (a)). On place alors en amont de l'interféromètre un système optique conjuguant l'objet au plan de localisation. Conjuguer dans le plan de localisation assure que les images de l'objet par les deux voies de l'interféromètre sont confondues⁵ : on a bien dans le plan de localisation l'image *géométrique* de l'objet (figure 1.6, schémas (b) et (c)). Mais le fait d'être dans le plan de localisation garantit aussi que la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre est unique pour chaque point de ce plan⁶, dans lequel nous plaçons le détecteur matriciel. Évidemment, si le plan de localisation n'est pas accessible, on peut dans ce cas utiliser un second système optique en aval de l'interféromètre, conjuguant le plan de localisation au détecteur. Le principe de Fermat assure que la différence de marche est conservée lors de la conjugaison entre ces deux plans. Dans tous les cas, le résultat est qu'un point du détecteur voit un unique point de l'objet à travers une différence de marche bien précise (figure 1.6, schéma (d)).

Si maintenant l'objet se déplace perpendiculairement à la direction des franges (que l'on a supposées rectilignes), l'image d'un point de cet objet va aussi se déplacer dans le plan de localisation, et va traverser les franges : autrement dit, il va passer par tous les états d'interférences. En suivant le déplacement de ce point, on mesure son interférogramme, d'où on en déduit son spectre. Pour une mesure aéroportée, le déplacement de l'objet est assuré par le mouvement du porteur : l'instrument ne nécessite donc aucune pièce mobile.

⁵si elles ne l'étaient pas, cela signifierait que les rayons émergents issus d'un même rayon incident ne se croiseraient pas dans le plan de l'image, qui ne pourrait donc être le plan de localisation

⁶c'est la définition du plan de localisation : dans ce plan, les franges d'interférences ne se brouillent pas –ou très peu– lorsqu'on étend la source

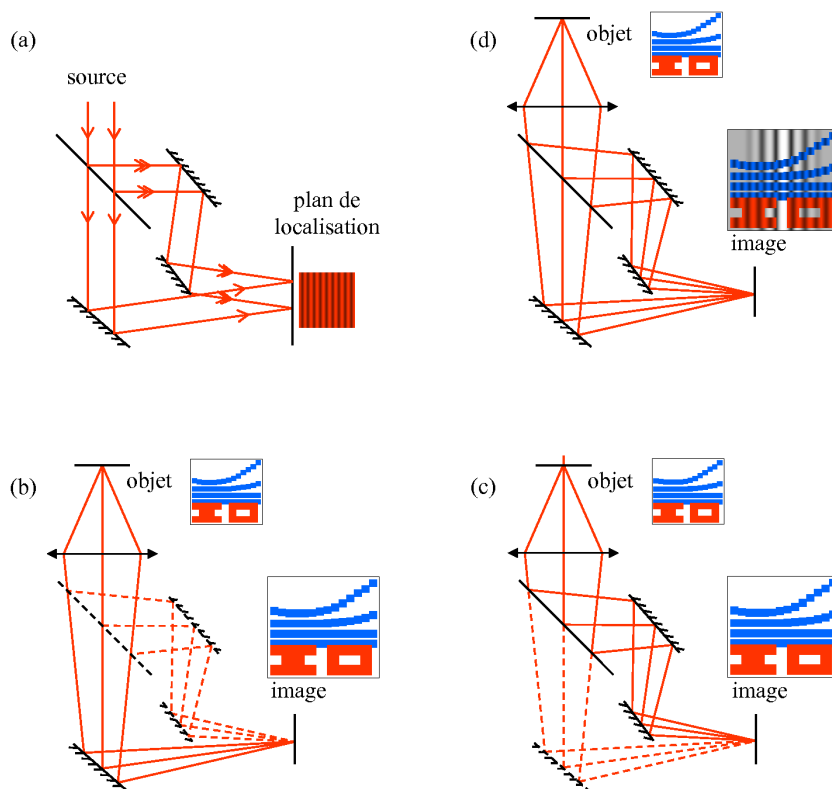


FIG. 1.6 – Principe de la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique à grande étendue avec un interféromètre de Mach-Zehnder modifié. En (a), l'interféromètre seul : éclairé par une source de luminance constante, des franges d'interférences rectilignes se forment dans le plan de localisation. On rajoute ensuite un système d'imagerie entre l'objet et le plan de localisation. Les images géométriques de l'objet par la voie 1 (b) et par la voie 2 (c) sont superposées, mais elles présentent entre elles des différences de marche qui se traduisent en franges d'interférences se superposant à l'image (d).

1.3.3 Bilan radiométrique pour un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue

Après avoir conclu en faveur d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue, il est intéressant de reprendre le bilan radiométrique pour vérifier l'amélioration par rapport à une mesure directe, qui était notre argument en faveur du multiplexage. Il va de soi que cette comparaison n'a de sens que si nous gardons les mêmes hypothèses, résumées dans le tableau 1.1 et dans le paragraphe 1.2.1.

Pour évaluer correctement le rapport signal à bruit sur notre estimation du spectre, il est nécessaire de passer par une simulation de l'interférogramme, puisque c'est lui qui constitue réellement notre mesure. Le nombre de points de l'interférogramme est égal au nombre N_x de lignes de la matrice de détecteurs, le temps d'intégration élémentaire est fixé selon les mêmes règles qu'énoncées à la page 76, et le contraste des franges, η_{sp} , a été pris égal à 70%. Les résultats sont présentés sur la figure 1.7 pour la bande II et sur la figure 1.8 pour la

bande III. De ces courbes, on peut souligner quelques faits remarquables. Le premier est que, dans les deux bandes, c'est maintenant le bruit de photons la source principale de bruit, ce qui n'est pas surprenant, parce que le principe du multiplexage consiste à augmenter fortement le flux collecté. Il l'est d'ailleurs à tel point que, en bande III, nous sommes obligés de réduire le temps d'intégration à $730 \mu s$, au lieu de $1,6 ms$ pour la mesure directe. Dans ces conditions, l'avantage multiplex est pratiquement annihilé : c'est ce qu'on observe effectivement en comparant la dernière courbe de la figure 1.8.

Par contre, en bande II, l'intérêt du multiplexage est réel, le gain étant d'un facteur deux par rapport à la mesure directe⁷, ce qui nous confirme l'orientation choisie vers un spectro-imageur à transformée de Fourier.

⁷Notons que ce gain est approximativement le même sur toute la bande spectrale. Ceci vient du fait que, en mesure par transformée de Fourier, l'hypothèse d'un bruit décorréolé d'un point à l'autre de l'intéférogramme se traduit au niveau du spectre par un bruit blanc, et, en mesure directe, le bruit était aussi blanc, puisque causé principalement par des sources indépendantes du signal.

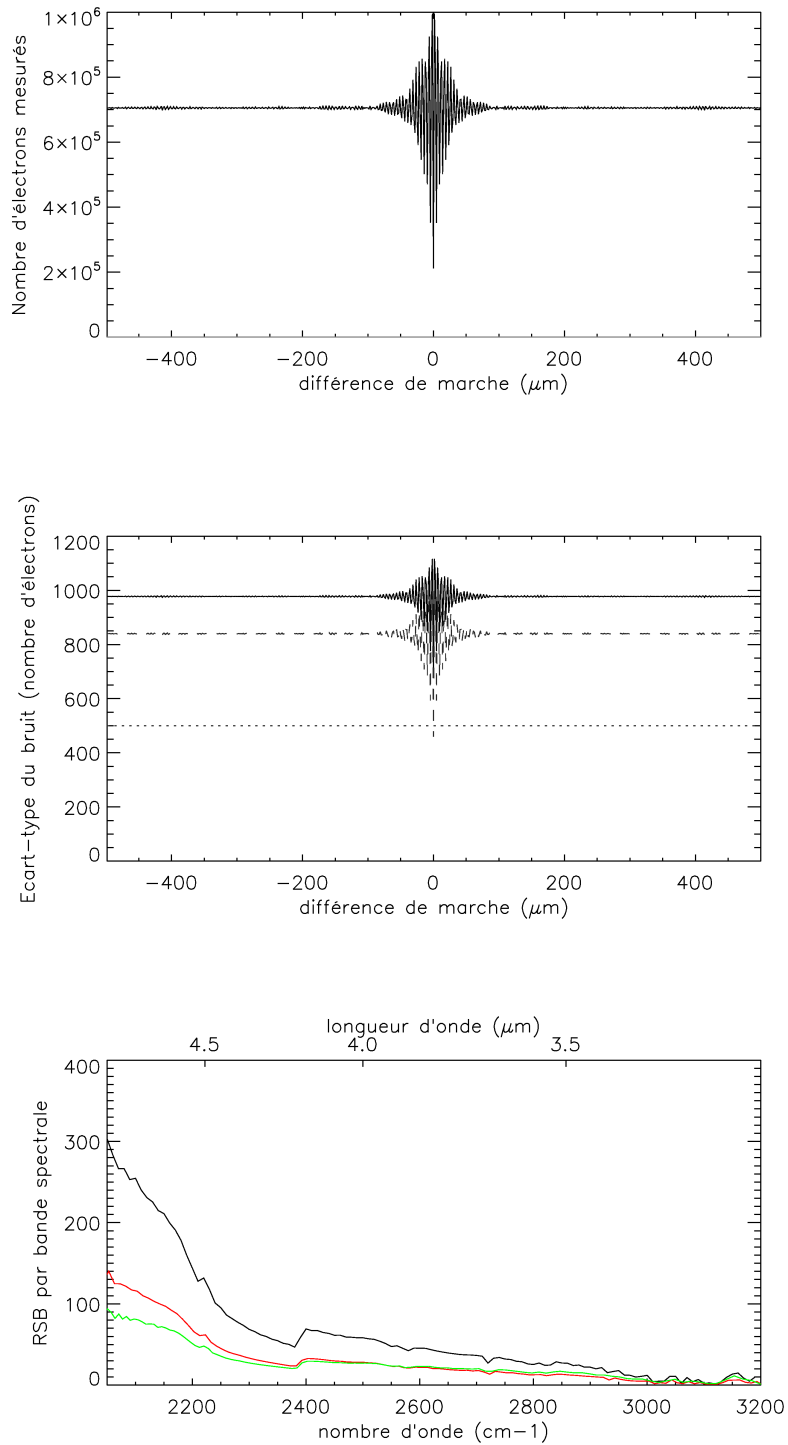


FIG. 1.7 – *Bilan radiométrique pour une mesure par transformée de Fourier en bande II. De haut en bas : l'interférogramme simulé, le bruit perturbant cette mesure (avec, en pointillés, le bruit de lecture, et, en tirets, le bruit de grenaille), et le rapport signal à bruit sur le spectre déduit de l'interférogramme (en rouge, le résultat par une mesure directe régulière en nombre d'onde, et en vert par une mesure régulière en longueur d'onde).*

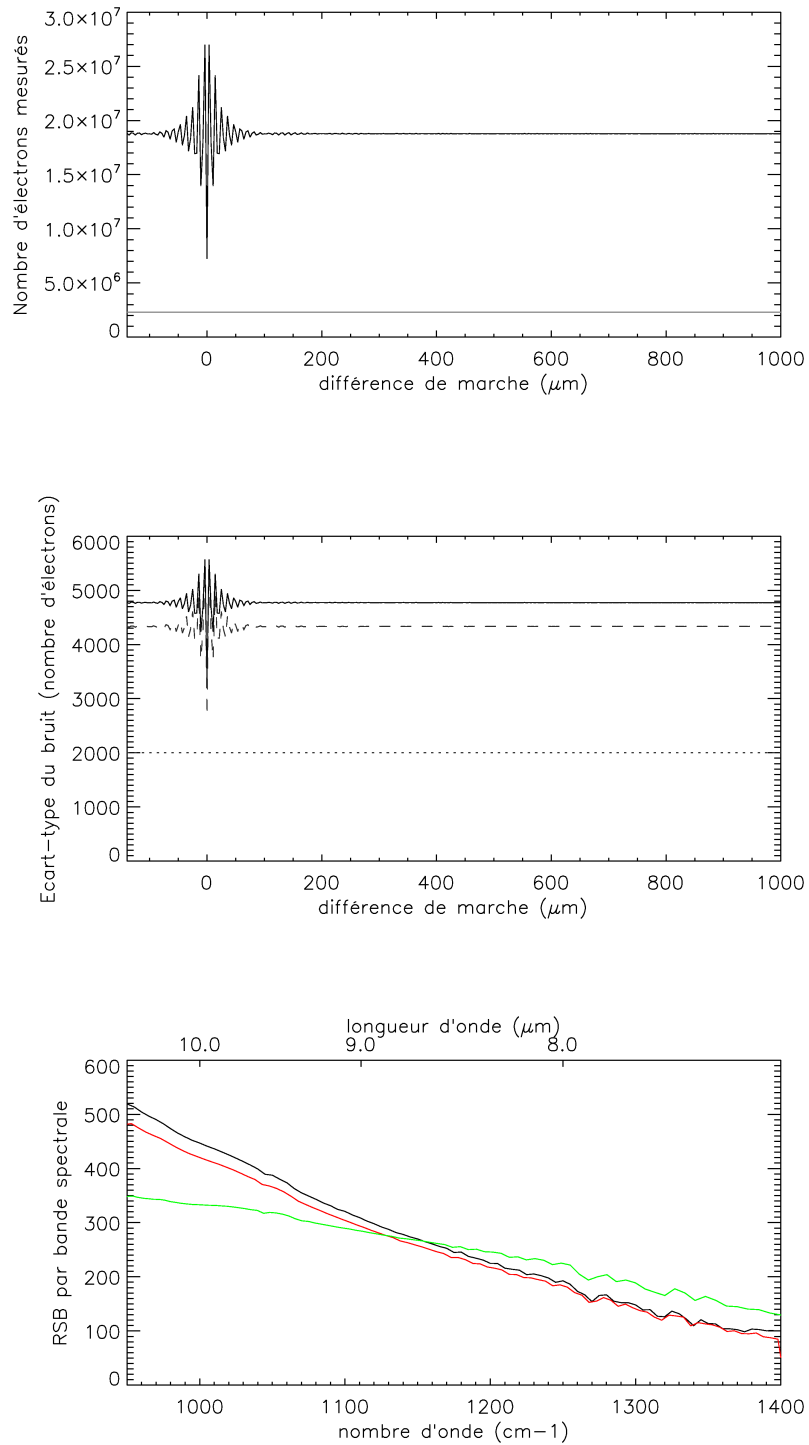


FIG. 1.8 – *Bilan radiométrique pour une mesure par transformée de Fourier en bande III. De haut en bas : l'interférogramme simulé (avec en gris, le courant d'obscurité), le bruit perturbant cette mesure (en pointillés, le bruit de lecture, en tirets, le bruit de grenaille), et le rapport signal à bruit sur le spectre déduit de l'interférogramme (en rouge, le résultat par une mesure directe régulière en nombre d'onde, et en vert par une mesure régulière en longueur d'onde).*

Chapitre 2

Choix de l'interféromètre

2.1 Préférence d'un interféromètre à franges d'égale inclinaison sur un interféromètre à franges d'égale épaisseur

2.1.1 Comparaison entre les interféromètres en coin d'air et ceux à décalage latéral

Comme nous l'avons relevé à la page 44, un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue peut être bâti autour d'un interféromètre à décalage latéral (donc en franges d'égale inclinaison) ou d'un interféromètre en coin d'air (donc en franges d'égale épaisseur). Dans ce dernier cas, les deux voies de l'interféromètre se déduisent l'une de l'autre par une rotation, dont le centre appartient au plan de localisation, tandis que dans le premier cas, il s'agit d'une translation, et les franges sont alors localisées à l'infini.

Pour notre application, la scène peut être considérée comme étant aussi à l'infini, et l'utilisation d'un interféromètre à franges d'égale inclinaison présente l'avantage de superposer naturellement les franges à l'objet, mais un système d'imagerie en aval est bien sûr nécessaire pour faire l'image de la scène et des franges sur le détecteur. Avec un interféromètre en coin d'air, il est aussi possible de se contenter d'un seul système d'imagerie, à condition d'utiliser un montage où le plan de localisation est directement accessible, comme par exemple celui de la figure 1.6, qui de surcroît permet de préserver tout le flux incident. Ce critère de la complexité du montage n'est donc pas suffisant pour conclure en faveur de l'une ou l'autre classe d'interféromètres. On peut supposer qu'il en serait de même de l'éventuelle limitation d'étendue qu'imposerait un interféromètre en coin d'air, d'autant plus que, comme nous faisons l'image de la scène incohérente dans le plan de localisation des franges, la taille de la source ne serait pas un facteur de brouillage des franges, seule compterait l'ouverture de l'instrument.

En revanche, l'utilisation d'un interféromètre en coin d'air peut être très pénalisante en termes d'imagerie. En effet, il ne faut pas oublier que chaque voie de l'interféromètre forme une image de la scène, et que ces deux images doivent être superposées. Or, si ces deux images se déduisent l'une de l'autre par une rotation, elles ne peuvent pas se superposer exactement : un point de la scène aura donc deux images, décalées longitudinalement d'une quantité égale à la différence de marche associée à ce point du détecteur (voir la figure 2.1). Si l'on désire une résolution spectrale de l'ordre de 10 cm^{-1} , cela implique qu'il faut mesurer des différences de marche allant jusqu'à un millimètre, donc d'avoir une profondeur de champ de cet ordre de grandeur, ce qui est hors de portée des systèmes d'imagerie traditionnels

ayant les ouvertures envisagées. Au contraire, avec un interféromètre à décalage latéral, les rayons étant simplement dédoublés, ils convergent au même endroit au niveau du plan focal du système d'imagerie : des différences de marche importantes peuvent ainsi être atteintes sans dégrader les qualités d'imagerie. C'est cette objection dirimante qui nous a fait préférer les interféromètres à franges d'égale inclinaison, bien que ce soit des interféromètres à deux sorties nécessairement¹.

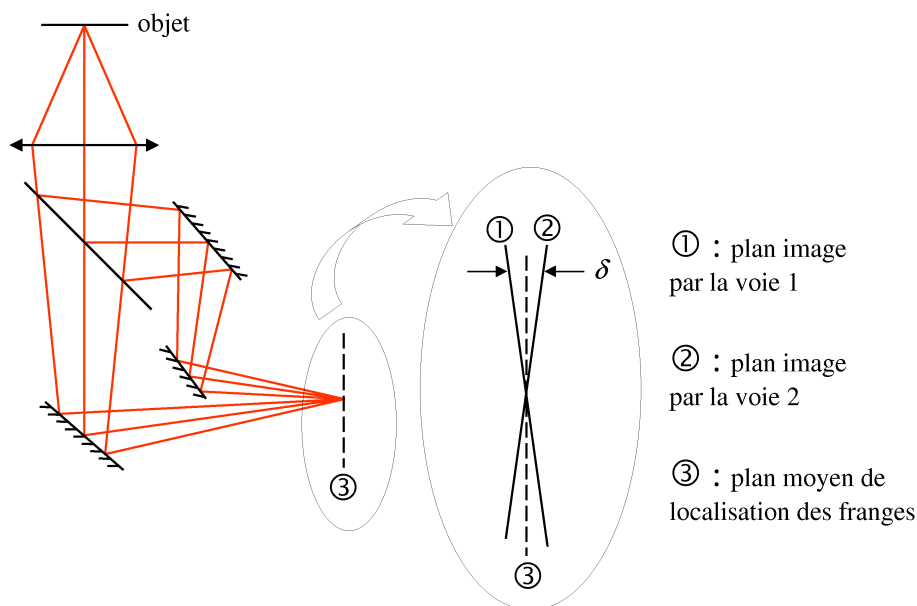


FIG. 2.1 – Écart entre les deux plans images dans un interféromètre en coin d'air associé à un objectif faisant l'image de la scène dans le plan de localisation des franges (la différence de marche est notée δ)

2.1.2 Interféromètres à décalage latéral

a. Géométrie des franges d'interférences

Un interféromètre à franges d'égale inclinaison est un interféromètre tel que les deux rayons issus du même incident se déduisent l'un de l'autre par une translation \vec{t} : la différence de marche à l'infini entre ces deux rayons ne dépend alors pas de leur position², mais uniquement de leur inclinaison, d'où la dénomination de ces franges d'interférences. En effet, si \vec{k} est le vecteur d'onde associé à ces deux rayons émergents, le déphasage est égal à $\vec{k} \cdot \vec{t}$ (voir la figure 2.2). Comme on observe à l'infini, si l'objectif est parfaitement stigmatique, à une direction du vecteur d'onde correspond un seul point du plan de détection, auquel est donc associée ce déphasage. Si de plus l'objectif ne présente pas de distorsion, on sait qu'au point (x, y) du plan focal est associé le vecteur d'onde

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + f'^2}} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ f' \end{pmatrix}$$

¹sauf si la pupille est plus petite que le décalage introduit par l'interféromètre

²à condition évidemment que \vec{t} ne dépende pas elle-même de la position du rayon incident

La différence de marche $\delta(x, y)$ que « voit » ce point de coordonnées (x, y) est donc donnée par :

$$\delta(x, y) = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + f'^2}} \cdot (x.t_x + y.t_y + f'.t_z)$$

Les lignes d'iso-différence de marche sont les courbes d'équation :

$$\delta^2 \cdot (x^2 + y^2 + f'^2) = (x.t_x + y.t_y + f'.t_z)^2$$

Si le repère (x, y) est orienté de sorte que $t_y = 0$, l'équation réduite de ces courbes devient :

$$[x(\delta^2 - t_x^2) - f'.t_x.t_z]^2 + y^2\delta^2(\delta^2 - t_x^2) = f'^2\delta^2(t_x^2 + t_z^2 - \delta^2)$$

Si $t_x = 0$ —le décalage est uniquement longitudinal— les franges forment des cercles concentriques : ce sont les anneaux que l'on peut observer par exemple avec une lame à faces parallèles.

Si $t_z = 0$ —le décalage est uniquement transversal— les franges forment des hyperboles d'équation

$$x^2(t_x^2 - \delta^2) - y^2\delta^2 - f'^2\delta^2 = 0$$

Ces hyperboles sont très proches de droites parallèles à l'axe y et équidistantes, la différence de marche selon l'axe x s'écrivant au premier ordre :

$$\delta(x, 0) = x \frac{t_x}{f'}$$

Si $t_x \neq 0$, l'équation réduite peut s'écrire de la manière suivante :

$$(x - x_0)^2 \cdot (t_x^2 - \delta^2) - y^2\delta^2 - f'^2\delta^2 \cdot \frac{t_x^2 + t_z^2 - \delta^2}{t_x^2 - \delta^2} = 0$$

avec

$$x_0 = f' \frac{t_x t_z}{\delta^2 - t_x^2}$$

Si $\delta < t_x$, les franges restent des hyperboles³ et, si $t_z^2, \delta^2 \ll t_x^2$, ces hyperboles sont celles que l'on obtient quand $t_z = 0$, mais translatées selon x d'une quantité $f' \frac{t_z}{t_x}$: la différence de marche nulle correspond à la direction perpendiculaire à la translation \vec{t} .

En résumé, lorsque la translation est purement transversale, les franges d'interférences sont pratiquement des franges rectilignes équidistantes. Faire varier la translation transversale permet de modifier le pas des franges, et introduire une translation longitudinale permet de déplacer les franges dans le champ, sans en changer l'espacement.

b. Quelques interféromètres

Les montages interférométriques permettant d'obtenir un décalage latéral appartiennent le plus souvent à l'une des ces quatre catégories :

- les interféromètres biréfringents ;
- l'interféromètre de Mach-Zehnder ;

³si $\delta = t_x$, l'équation réduite est celle d'une parabole et pour $t_x < \delta$, les franges sont des ellipses

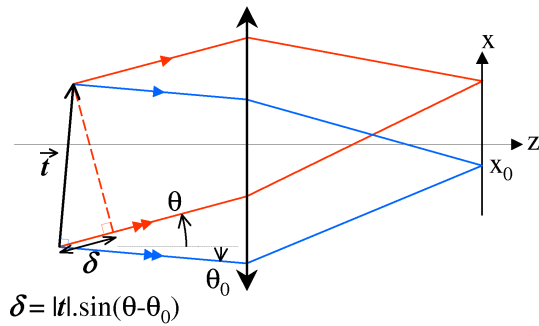


FIG. 2.2 – Différences de marche créées par une translation \vec{t} des rayons (les deux rayons bleus sont en phase)

- les interféromètres cycliques (dont l'interféromètre de Sagnac) ;
- l'interféromètre de Michelson à dièdres.

Nous avons d'emblée écarté les deux premières, la première précisément en raison de la dépendance de la mesure à la polarisation incidente, la seconde par défaut, l'interféromètre de Mach-Zehnder n'offrant en apparence aucun avantage qui ne pouvait l'être aussi par l'interféromètre de Michelson à dièdres, si ce n'est l'accès plus facile à la seconde sortie de l'interféromètre. Restait donc à choisir entre cet interféromètre de Michelson et celui de Sagnac, que nous présentons tous deux dans les pages suivantes. L'interféromètre de Sagnac est assez couramment utilisé dans des spectro-imageurs par transformée de Fourier statique, l'argument le plus souvent évoqué étant la stabilité que lui apporte son caractère cyclique. Toutefois, il nous a semblé que l'aspect *statique* du montage atténuait l'importance de ce critère, et c'est pourquoi nous avons plutôt porté notre étude sur l'encombrement de l'interféromètre.

2.2 Interféromètre de Sagnac

2.2.1 Description de l'interféromètre

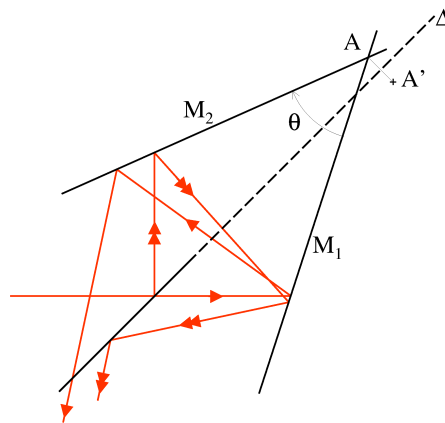


FIG. 2.3 – Trajet des rayons dans un interféromètre de Sagnac

L'interféromètre de Sagnac est un interféromètre dit *cyclique*, c'est-à-dire où les deux voies ont la même empreinte mais un sens de parcours différent. Il est aisé de donner l'ex-

pression de la translation entre les deux voies de sortie de l'interféromètre, en supposant que les deux miroirs et la séparatrice composant l'interféromètre sont tous perpendiculaires au même plan⁴. En effet, si on note A l'arête commune des deux miroirs, A' son symétrique par rapport à la séparatrice, et θ l'angle entre ces deux miroirs, un rayon passant par la voie 1 (se reporter à la figure 2.3) traverse deux fois la séparatrice, supposée infiniment mince, et entre ces deux traversées subit une réflexion sur le miroir 1 puis sur le miroir 2, ce qui revient à une rotation de centre A et d'angle 2θ , et que l'on peut noter symboliquement par :

$$\text{voie 1 : } \mathcal{T}_1 = \text{rot}_{A,2\theta}$$

Le rayon passant par la voie 2 est lui d'abord réfléchi une première fois par la séparatrice (il subit donc une symétrie d'axe Δ), et vient ensuite frapper le miroir 2 puis le miroir 1, avant d'être de nouveau réfléchi par la séparatrice. La transformation géométrique \mathcal{T}_2 qui lie le rayon incident à ce rayon sortant par la voie 2 est donc :

$$\text{voie 2 : } \mathcal{T}_2 = \text{sym}_{\Delta} \circ \text{rot}_{A,-2\theta} \circ \text{sym}_{\Delta}$$

Comme $\text{rot}_{A,-2\theta} \circ \text{sym}_{\Delta} = \text{sym}_{\Delta} \circ \text{rot}_{A',2\theta}$, \mathcal{T}_2 est tout simplement égale à une rotation de centre A' et d'angle 2θ .

Le rayon issu de la voie 2 se déduit donc de celui issu de la voie 1 par la transformation \mathcal{T} :

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_2 \circ \mathcal{T}_1^{-1} = \text{rot}_{A',2\theta} \circ \text{rot}_{A,-2\theta}$$

Or on a :

$$\text{rot}_{A',2\theta} = \vec{t}_{\text{rot}_{2\theta} A' \bar{A} - A' \bar{A}} \circ \text{rot}_{A,2\theta}$$

donc :

$$\mathcal{T} = \vec{t}_{\text{rot}_{2\theta} A' \bar{A} - A' \bar{A}} = \vec{t}_{2 \sin(\theta) \cdot \text{rot}_{\theta + \frac{\pi}{2}}} \bar{A} \bar{A} \quad (2.1)$$

On retrouve bien que l'effet de l'interféromètre est d'introduire une translation entre les deux voies de sortie. Plus précisément, on en déduit que :

- une rotation des miroirs autour de leur arête commune n'affecte pas les franges ;
- une translation de la séparatrice ne modifie pas l'axe de la translation, mais seulement son importance : la position de la frange centrale est donc inchangée, mais l'interfrange peut être réglé de la sorte ;
- une rotation de la séparatrice autour de l'arête commune des miroirs ne modifie pas le pas des franges (la distance $|AA'|$ reste identique), mais change la direction de la translation, donc celle de la frange centrale.

2.2.2 Encombrement

Si la robustesse est une qualité de l'interféromètre de Sagnac, son volume est par contre un défaut majeur, ce qui se comprend en observant sur la figure 2.3 que les rayons ont une faible incidence sur la séparatrice, ce qui oblige à la prendre grande, et que, si on voulait réduire cette incidence, il faudrait alors écarter démesurément les miroirs l'un de l'autre pour que le faisceau, dans son trajet entre ces deux miroirs, passe librement sans traverser la séparatrice. La disposition des pièces optiques n'est pas anodine, et il en existe une minimisant le volume de l'interféromètre. C'est cette géométrie optimale que nous nous proposons de déterminer, sous les hypothèses suivantes :

⁴ce que nous ferons dorénavant

- on travaille uniquement dans un plan, perpendiculaire aux miroirs et à la séparatrice ;
- le faisceau est défini par le diamètre d de la pupille et par le demi-angle de champ α (voir la figure 2.4) ;
- la position de la pupille est libre ;
- on se place dans une configuration où les deux voies de sortie sont superposées (autrement dit, la translation entre les deux rayons sortants est nulle, ce qui revient à placer l'intersection A des miroirs dans le prolongement de la séparatrice) ;
- on ne prend pas en compte les supports des pièces optiques, et la séparatrice est infiniment mince ;
- on cherche la géométrie qui, sans introduire de vignettage, minimise la taille de la séparatrice, celle-ci étant à la fois la surface d'entrée et de sortie de l'interféromètre, donc imposant le volume de ce dernier⁵.

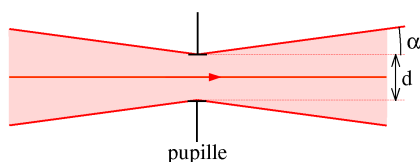


FIG. 2.4 – Modèle de faisceau utilisé

Afin de déterminer cette géométrie optimale, il est plus commode de travailler avec le schéma déplié de l'interféromètre, tel qu'il apparaît sur la figure 2.5.

Pour des raisons de symétrie, la meilleure position de la pupille est quand elle est placée dans le plan de Δ' , à égale distance de l'entrée et de la sortie de l'interféromètre. On voit alors sur la figure que, pour réduire la taille de la séparatrice, il faut diminuer au maximum l'angle θ , ce qui peut être fait jusqu'à ce que P , P' et P'' viennent effleurer la trace du faisceau, comme le montre la figure 2.5. En suivant toujours ce schéma, on peut écrire⁶

$$AP - d = AP \cos \theta + (AP \sin \theta) \tan \alpha$$

et⁷

$$(s + AP) \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta - \alpha \right) = AP \cos \alpha$$

d'où

$$s = \frac{d}{1 - \cos \theta - \sin \theta} \cdot \left(\frac{\cos \alpha}{\cos(\theta + \alpha)} - 1 \right)$$

Grâce à cette équation, nous sommes donc en mesure d'estimer le diamètre minimal s de la séparatrice lorsque les paramètres d , α et θ sont fixés : c'est ce qui est représenté sur la figure 2.6, où d varie avec α selon l'équation 2.2, afin de maintenir constante l'étendue géométrique G qu'aurait un faisceau à symétrie circulaire.

$$G = (\pi \sin \alpha \cdot d/2)^2 \tag{2.2}$$

À étendue géométrique fixée, la géométrie optimale aboutit à un diamètre de la séparatrice de $15, 2\sqrt{G}$, cette géométrie correspondant à un demi-angle de champ d'environ 8° , et à un angle entre les miroirs d'environ 43° , ce qui est très proche de la configuration

⁵on cherche donc le champ de *pleine lumière*, ce qui nous paraît plus pertinent que de rechercher le champ *total*, comme le font Sellar et Rafert (2003)

⁶tracer la perpendiculaire à Δ' passant par P et P''

⁷prolonger le rayon du bas et tracer sa perpendiculaire qui passe par A

à angle droit de l'interféromètre de Sagnac, quand les rayons incidents et émergents sont perpendiculaires.

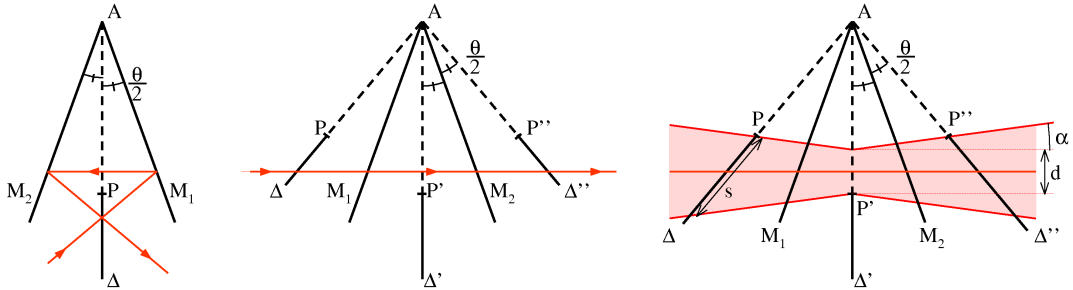


FIG. 2.5 – Schémas déplié et replié de l'interféromètre de Sagnac, et avec empreinte du faisceau dans sa géométrie optimale pour d et α fixés

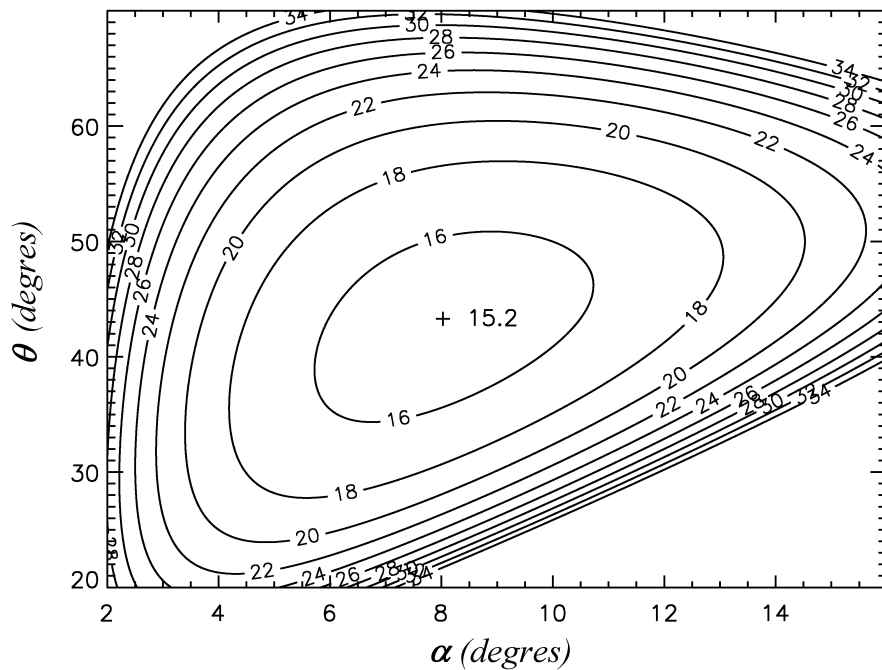


FIG. 2.6 – Diamètre de la séparatrice (en unité de longueur) d'un interféromètre de Sagnac en fonction de α et de θ , pour une étendue géométrique de faisceau égale à 1 dans l'unité de surface correspondante

2.3 Interféromètre cyclique à quatre miroirs

Si l'interféromètre de Sagnac est relativement volumineux, c'est que le faisceau doit contourner la séparatrice. Ceci est certes le propre de tous les interféromètres cycliques, mais on pourrait penser que, en « arrondissant » le trajet entre l'entrée et la sortie de l'interféromètre, on puisse dans une certaine mesure le raccourcir, et diminuer ainsi la taille du faisceau au niveau de la séparatrice. Pour « arrondir » le trajet, il suffit d'augmenter le nombre de miroirs, mais, comme il est nécessaire d'assurer l'ordre de rencontre des miroirs — une rotation d'angle θ n'étant évidemment pas équivalente à une d'angle $-\theta$, sauf si $\theta = \pi$ [π] — on comprend aussi qu'à trop accroître le nombre de miroirs, on risque de faire grossir l'interféromètre par les contraintes supplémentaires qui apparaissent. Il nous a semblé malgré tout intéressant d'étudier le cas de l'interféromètre cyclique à quatre miroirs, dont le nombre de miroirs est encore suffisamment faible pour que l'on puisse espérer que l'équilibre entre ces deux tendances antagonistes reste favorable. Le cadre d'étude est naturellement le même que pour l'interféromètre de Sagnac (géométrie plane, configuration symétrique, séparatrice infiniment fine, etc.)

Le schéma de cet interféromètre cyclique à quatre miroirs est dessiné sur la figure 2.7, ainsi que le schéma déplié dans l'espace entre les miroirs M_1 et M_2 . En raison des hypothèses faites, l'interféromètre est symétrique par rapport à l'axe de la séparatrice. θ_1 est alors l'angle entre les miroirs M_1 et M_2 et entre les miroirs M_3 et M_4 , et θ_2 est l'angle entre les miroirs M_2 et M_3 . L'effet global de l'interféromètre est donc une rotation des rayons d'angle $4\theta_1$ ⁸.

Comme pour l'interféromètre de Sagnac, il est préférable de placer la pupille dans le prolongement de la séparatrice. On voit sur le schéma déplié que, pour diminuer sa taille, on peut déplacer la pupille le long de Δ'' jusqu'à ce que le point B limite le faisceau, et on peut aussi diminuer la taille m_2 du miroir M_2 . Ces deux conditions sont simultanément remplies lorsque les points A et B sont en bord de faisceau. À ce moment, il est possible de continuer à diminuer la taille de la séparatrice en diminuant θ_1 , ce qui a principalement pour effet de basculer la séparatrice⁹, qui se rapproche de la normale au rayon principal. Cependant, la distance OE' décroissant (puisque égale à OC), la rentrée du point E' dans le faisceau finira par empêcher de trop diminuer l'angle θ_1 . Pour retarder au maximum cette limitation, on augmente la distance OE' en diminuant la taille m_1 du miroir M_1 .

Au final, on obtient quatre conditions sur la géométrie du montage, qui sont que le faisceau doit effleurer simultanément les points A , B , C et E' . Comme il y a au total sept paramètres (d , α , θ_1 , θ_2 , m_1 , m_2 , et la distance p entre le centre de la pupille et le point A), en en fixant simplement trois, on est capable de déterminer les quatre autres.

Plus précisément, si d , α et θ_1 sont fixés, on détermine θ_2 comme vérifiant la relation :

$$2 \sin(2\theta_1 - \alpha) \cdot \sin(\theta_1 - \theta_2 + \alpha) - \cos(3\theta_1 + \theta_2 - 2\alpha) = \cos(\theta_1 - 2\alpha)$$

puis m_2 :

$$m_2 = d \frac{\cos \alpha}{\cos\left(\alpha + \frac{\theta_2}{2}\right)}$$

⁸rappelons que, en vertu de l'équation 2.1, quatre fois le sinus de cet angle donne le rapport entre la translation de la séparatrice perpendiculairement à elle-même et la translation des rayons qu'elle induit

⁹ B reste immobile, et 0 se déplace vers A ; l'angle θ augmente

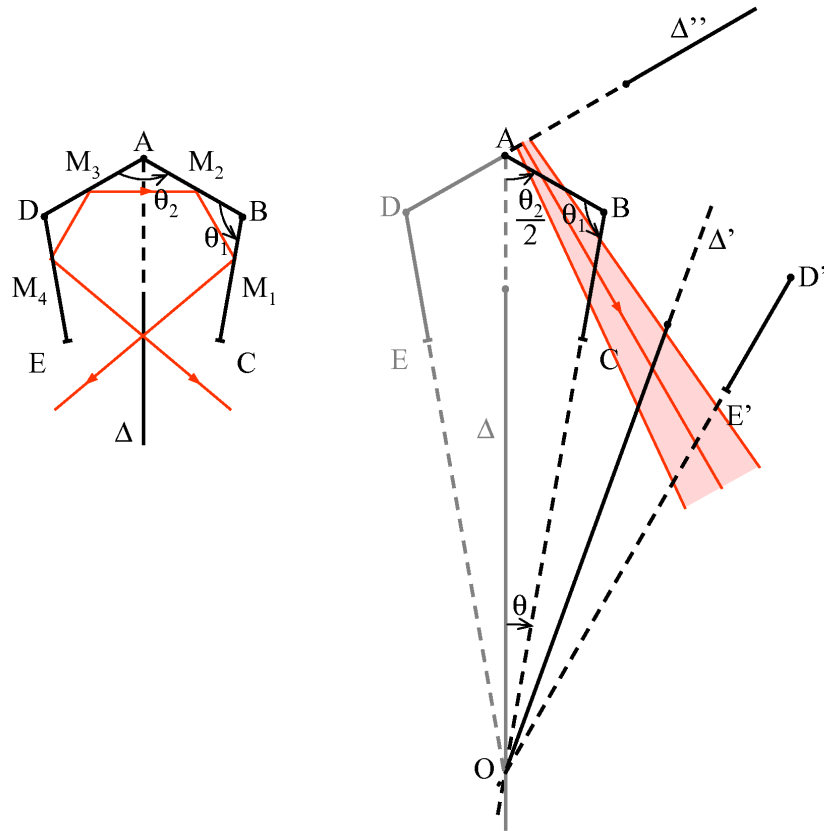


FIG. 2.7 – Schémas déplié et replié de l'interféromètre cyclique à quatre miroirs (Δ'' est la symétrique de Δ par rapport au miroir M_2 : elle n'est donc pas a priori parallèle au miroir M_3)

et enfin s :

$$s = m_2 \frac{\sin \frac{\theta_2}{2}}{\cos (2\theta_1 + \alpha)} \cdot \left[\frac{\sin 2\alpha}{\cos (2\theta_1 - \alpha)} + 2 \frac{\sin (2\theta_1 - \alpha) \cdot \cos \left(\theta_1 - \frac{\theta_2}{2} + \alpha \right)}{\cos \left(3\theta_1 + \frac{\theta_2}{2} - \alpha \right)} \right]$$

Le résultat de ces calculs est présenté sur la figure 2.8, où, comme pour l'interféromètre de Sagnac, d varie avec α pour maintenir l'étendue géométrique constante. La géométrie la plus compacte est celle où le demi-angle de champ vaut approximativement 9° , l'angle θ_1 114° , et l'angle θ_2 121° ; le diamètre utile de la séparatrice est dans ce cas de $16,9\sqrt{G}$, donc supérieur à celui que donne l'interféromètre de Sagnac.

2.4 Interféromètre de Michelson à dièdres

2.4.1 Description de l'interféromètre

Abandonnant les interféromètres cycliques, nous nous sommes alors intéressés à l'interféromètre de Michelson, dont il est raisonnable d'espérer une meilleure compacité, du fait que le trajet d'un rayon est simplement l'aller-retour entre la séparatrice et le miroir. En réalité,

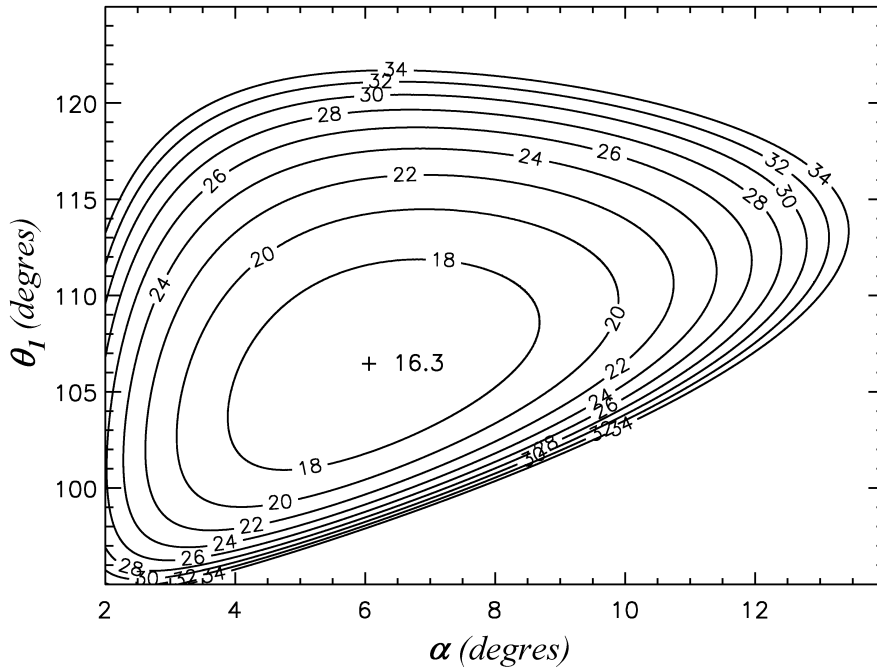


FIG. 2.8 – Diamètre de la séparatrice (en unité de longueur) d'un interféromètre cyclique à quatre miroirs, en fonction de α et de θ_1 , pour une étendue géométrique de faisceau égale à 1 dans l'unité de surface correspondante

on ne peut se contenter d'un miroir plan sur chaque voie, car dans ce cas la translation des rayons leur est perpendiculaire. Par contre, s'ils sont remplacés par des dièdres, toutes les valeurs de translation, transversales ou axiales, sont accessibles.

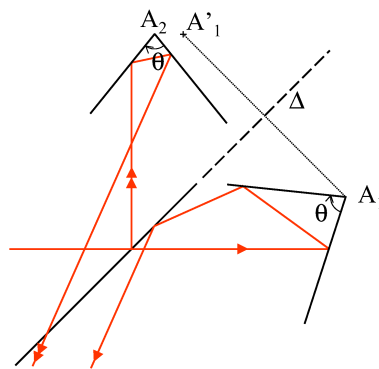


FIG. 2.9 – Interféromètre de Michelson à dièdres (non droits)

Il n'est pas nécessaire d'exiger des dièdres qu'ils soient droits, mais seulement de même angle θ , comme sur la figure 2.9. En effet, si on reprend les notations du paragraphe 2.2.1,

et que l'on note A_i l'arête du dièdre de la voie i , on peut écrire :

$$\begin{aligned} \text{voie 1 :} \quad & \mathcal{T}_1 = \text{sym}_\Delta \circ \text{rot}_{A_1, 2\theta} \\ \text{voie 2 :} \quad & \mathcal{T}_2 = \text{rot}_{A_2, -2\theta} \circ \text{sym}_\Delta \end{aligned}$$

donc

$$\begin{aligned} \mathcal{T} &= \text{rot}_{A_2, -2\theta} \circ \text{sym}_\Delta \circ \text{rot}_{A_1, -2\theta} \circ \text{sym}_\Delta \\ &= \text{rot}_{A_2, -2\theta} \circ \text{rot}_{A'_1, 2\theta} \\ &= \vec{t}_{-2\sin\theta \cdot \text{rot}_{\frac{\pi}{2}-\theta} \overrightarrow{A_2 A'_1}} \end{aligned}$$

Les deux rayons issus du même incident se déduisent bien l'un de l'autre par une translation, à condition toutefois de respecter l'ordre de rencontre des miroirs des dièdres, pour que les deux rotations soient de signes opposés. L'intérêt de choisir des dièdres à angle droit est que cette exigence disparaît, une rotation d'angle π étant identique à une rotation d'angle $-\pi$: il n'est donc plus nécessaire que le faisceau évite l'arête des dièdres, ce qui, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, procure un gain en compacité.

2.4.2 Encombrement

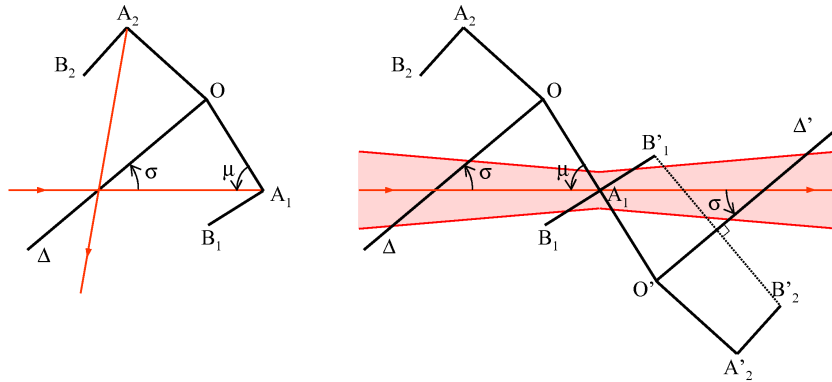


FIG. 2.10 – Schémas déplié et replié de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits

Comme pour les interféromètres cycliques, il est plus commode de travailler avec un schéma déplié, tel celui de la figure 2.10¹⁰. En raison de la symétrie du schéma, on comprend immédiatement que, si on veut avoir une séparatrice la plus petite possible, il est nécessaire que l'arête A_1 du dièdre soit au centre de la pupille. On tourne ensuite la séparatrice autour du point O' , jusqu'à ce que le point B'_2 vienne vignetter. Pour tourner encore plus la séparatrice, il faut alors aussi diminuer la taille du miroir $A_1 B_1$, ce qui est possible jusqu'à ce que B'_1 et B'_2 soient limitants, mais il reste encore un degré de liberté, l'angle μ , que l'on peut diminuer pour écarter les points B'_1 et B'_2 du faisceau, ce que l'on peut faire tant que O' ne vient pas lui-même intercepter le faisceau. La conclusion est que la géométrie optimale est atteinte lorsque les points O' , B'_1 et B'_2 bordent le faisceau.

Ces trois conditions nous permettent de calculer :

¹⁰ dans le cas simple où l'on s'est placé (interféromètre symétrique par rapport à la séparatrice), le dépliement de la voie 1 revient uniquement à rajouter l'interféromètre tourné de 180° autour de A_1

– la taille m_O du miroir A_1O' :

$$m_O = \frac{d \cos \alpha}{2 \sin(\mu - \alpha)}$$

– la taille m_B du miroir $A_1B'_1$:

$$m_B = \frac{d \cos \alpha}{2 \cos(\mu + \alpha)}$$

– l'angle σ :

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[\pi - \mu - \alpha - \operatorname{atan} \frac{m_B}{m_O} \right]$$

et d'en déduire la taille s de la séparatrice :

$$s = \sqrt{m_0^2 + m_B^2} \frac{\sin \left[\alpha + \mu + \operatorname{atan} \frac{m_B}{m_O} \right]}{\cos \left[\frac{1}{2} \left(3\alpha + \mu + \operatorname{atan} \frac{m_B}{m_O} \right) \right]}$$

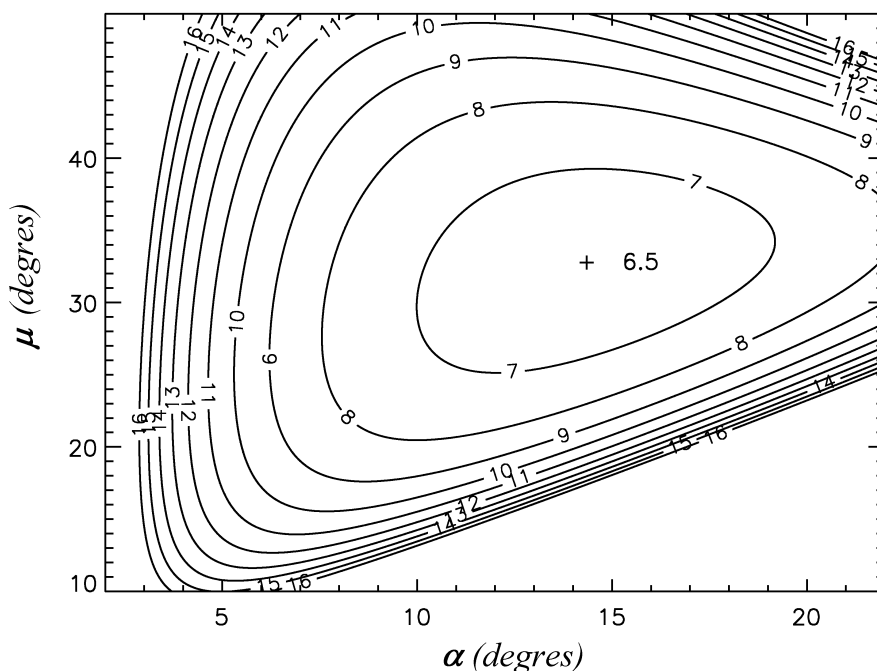


FIG. 2.11 – Diamètre de la séparatrice (en unité de longueur) d'un interféromètre de Michelson à dièdres droits, en fonction de α et de μ , pour une étendue géométrique de faisceau égale à 1 dans l'unité de surface correspondante

Le calcul numérique, dont le résultat est présenté sur la figure 2.11, montre sans ambiguïté le faible encombrement de cet interféromètre, puisque le diamètre minimal de la séparatrice (obtenu pour des angles α et μ de $14,4^\circ$ et $32,3^\circ$ respectivement) est égal à $6,5\sqrt{G}$, soit inférieur de plus d'un facteur 2 à celui que donne l'interféromètre de Sagnac.

2.5 Conclusion

La mise côte à côte et à même échelle de ces trois interféromètres en franges d'égale inclinaison — interféromètres cycliques à deux et quatre miroirs et interféromètre de Michelson à dièdres — est très éloquente (figure 2.12), et justifie aisément que nous retenions pour notre montage expérimental l'interféromètre de Michelson à dièdres, malgré une difficulté évidente qu'est la réalisation des dièdres : si leur angle n'est pas exactement égal à 90° , il en résultera une cassure du front d'onde, normalement plan, et, pour que cette cassure soit imperceptible, l'erreur sur l'angle ϵ doit être extrêmement faible. En effet, si on suppose que la pupille circulaire de diamètre ϕ_{pup} est coupée en son milieu par l'arête d'un dièdre dont l'angle est égal à $90^\circ + \epsilon$, le front d'onde après réflexions est formée de deux demi-pupilles planes, mais ayant entre elles un angle de 4ϵ . Un rapide calcul montre alors que l'écart quadratique moyen au front d'onde plan est égal à $\epsilon \cdot \phi_{pup} \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{16}{9\pi^2}}$. Si on veut que cet écart vérifie le critère de Maréchal¹¹, on trouve que ϵ doit être tel que :

$$\epsilon ["] < 5 \frac{\lambda [\mu m]}{\phi_{pup} [cm]},$$

et ϵ est donc typiquement de quelques secondes d'arc.

Bien sûr, il ne s'agit là que d'un ordre de grandeur, et qui a été formulé sans prendre en compte le caractère interférométrique du montage. L'étude de la formation des images dans un tel instrument est d'ailleurs un problème délicat, objet du chapitre suivant.

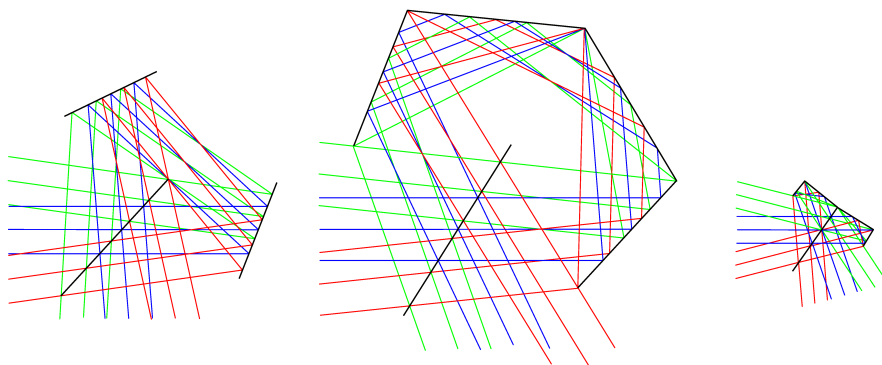


FIG. 2.12 – *Interféromètres de Sagnac, cyclique à quatre miroirs, et de Michelson à dièdres, dans leur configuration symétrique et minimisant le diamètre utile de la séparatrice, pour une même étendue géométrique de faisceau*

¹¹c'est-à-dire que l'écart quadratique moyen soit inférieur à $\lambda/14$

Chapitre 3

Influence des aberrations

SI IL EST POSSIBLE d'utiliser les outils usuels pour décrire le ou les systèmes d'imagerie présents dans le spectro-imageur, leur application au montage complet doit par contre être faite avec précaution, la présence de l'interféromètre modifiant sensiblement la physique de la formation de l'image. Par exemple, l'existence des franges d'interférences, modulant rapidement l'image et indépendantes de la position de l'objet, interdit, même localement, de faire l'hypothèse d'un système invariant par translation.

Une étude générale de l'influence des aberrations sur la formation de l'image « interférométrique », c'est-à-dire celle mesurée, puis sur l'estimation de l'image spectrale, est une tâche ardue et qui dépasse de loin notre ambition. Nous nous contenterons de donner une expression générale de l'éclairement mesuré dans le plan du détecteur, puis nous ferons aussitôt des hypothèses fortement simplificatrices pour obtenir deux cas particuliers, pour lesquels nous serons capables de comparer la spectro-image estimée avec l'objet observé.

3.1 Expression générale de l'éclairement dans le plan du détecteur

3.1.1 Description du montage

a. Montage complet

Il s'agit de calculer l'intensité que l'on obtient en sortie d'un spectro-imageur par transformée de Fourier statique à grande étendue, dans le cas où l'interféromètre utilisé produit un décalage transversal entre les deux rayons issus du même rayon entrant.

Le schéma optique initial est celui de la figure 3.1 : l'objet est envoyé à l'infini à l'aide du système optique $S.O._a$. L'image de cet objet est faite par le système $S.O._b$. Le système global $\{S.O._a + S.O._b\}$ possède un diaphragme d'ouverture, dont les images sont dans les plans $P.E.$ (pupille d'entrée), $P.I.$ (pupille intermédiaire) et $P.S.$ (pupille dans l'espace de sortie). Le plan $P.I.$ est conjugué du plan $P.E.$ par le système $S.O._a$ avec un grandissement γ_a , tandis que le plan $P.S.$ est conjugué du plan $P.I.$ par le système $S.O._b$ avec un grandissement γ_b .

A ce schéma optique initial est rajouté, dans l'espace intermédiaire, l'interféromètre. L'effet de celui-ci est de dédoubler l'espace situé en amont, avec une voie translatée de $+\vec{t}/2$ et l'autre de $-\vec{t}/2$. Si la pupille physique du système $\{S.O._a + S.O._b\}$ est située en aval de l'interféromètre, elle n'est pas affectée par l'interféromètre, alors que si elle est en amont de

l'interféromètre, elle est dédoublée et translatée (mais reste dans le même plan). Quoi qu'il en soit, on suppose que l'insertion de l'interféromètre n'introduit pas de vignettage ou une diaphragmation supplémentaire.

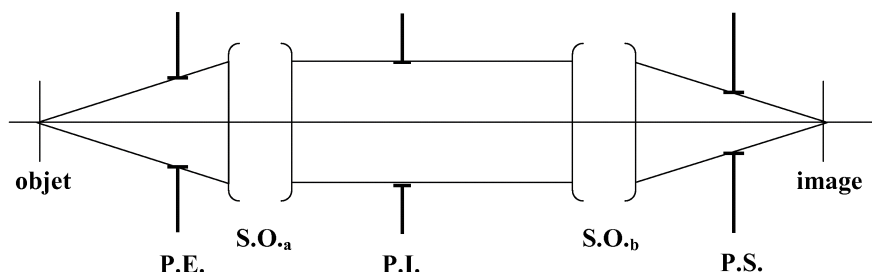


FIG. 3.1 – Schéma optique du système sans l'interféromètre

Les calculs seront faits dans le cadre des approximations scalaire et de Fresnel. On suppose que l'on est dans un régime d'aberrations faibles. On fait aussi l'hypothèse que les images des pupilles dans les différents espaces sont des fonctions binaires, conjuguées au sens de l'optique paraxiale, et affectées d'une phase représentant les aberrations. Enfin, seuls le diaphragme d'ouverture et ses images seront pris en compte (pas de vignettage dans le champ).

b. Système d'imagerie amont $S.O.a$

Soit un point source dans le plan de l'objet (cf. figure 3.2 a). Au niveau du plan de la pupille intermédiaire (pupille de sortie du système $S.O.a$, voir la note de bas de la page 103), ce point source induit un champ de type :

$$U_{PI}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \cdot p_I(\vec{r}) \cdot e^{i\varphi_a(\vec{r})} \quad (3.1)$$

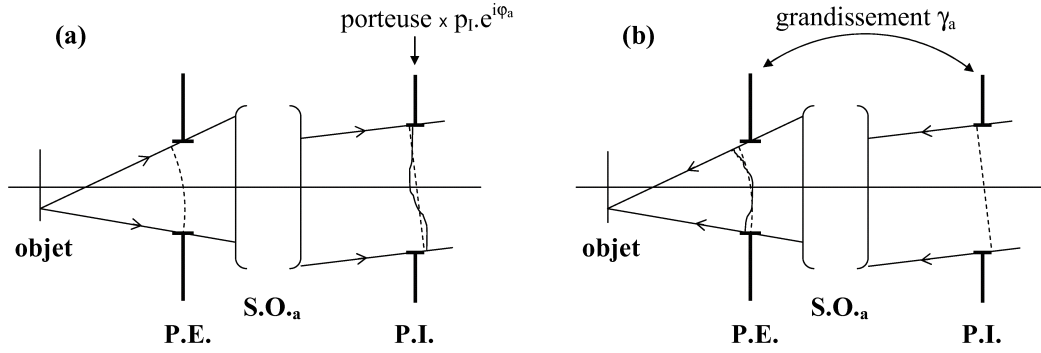
où :

- $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ est la porteuse (onde plane, \vec{k} à 2 dimensions) ;
- p_I est la pupille de sortie de $S.O.a$;
- $e^{i\varphi_a}$ est la phase aberrante introduite par $S.O.a$.

Maintenant, au lieu d'éclairer le système « par la gauche » en conjugaison foyer-infini (figure 3.2 a), éclairons le par une onde plane (donc conjugaison infini-foyer) venant « de la droite » (cf. figure 3.2 b).

En traversant le système $S.O.a$, cette onde plane parfaite va devenir une onde sphérique aberrante diaphragmée. Cette onde sphérique converge au point objet précédent, elle est limitée par la pupille $P.E.$ et, les écarts normaux se conservant le long des rayons, sa phase aberrante dans le plan de $P.E.$ est égale à $\varphi_a(\gamma_a\vec{r})$, puisque le rayon dont la cote est \vec{r} dans le plan $P.I.$ est de cote $\gamma_a\vec{r}$ dans le plan $P.E.$ ¹.

¹ceci est justifié par l'hypothèse de faibles aberrations. C'est la même hypothèse que celle qui dit que, pour une mesure à l'interféromètre de Fizeau, l'écart normal sur l'aller retour est le double de l'écart normal sur un passage.


 FIG. 3.2 – Système optique $S.O.a$

Le champ dans le plan $P.E.$ est donc de la forme :

$$\text{porteuse sphérique} \times p_I(\gamma_a \vec{r}) \cdot e^{i\varphi_a(\gamma_a \vec{r})}$$

ce qui donne comme champ dans le plan objet, en faisant l'approximation de Fresnel² et à une constante de proportionnalité près :

$$\begin{aligned} U(\vec{r}') &= \frac{-i}{\lambda d_a} \cdot e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_a}} \cdot TF \left[p_I(\gamma_a \vec{r}) \cdot e^{i\varphi_a(\gamma_a \vec{r})} \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}_0'}{\lambda d_a} \right) \\ &\triangleq -i e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_a}} \cdot C_a(\vec{r}' - \vec{r}_0') \end{aligned}$$

avec \vec{r}_0' le point de convergence de la porteuse.

On définit donc la fonction C_a par :

$$C_a(\gamma_a \lambda d_a \vec{\sigma}) \triangleq \frac{TF [p_I \cdot e^{i\varphi_a}](\vec{\sigma})}{\lambda d_a} \quad (3.2)$$

avec d_a la distance entre le plan objet et le plan $P.E.$.

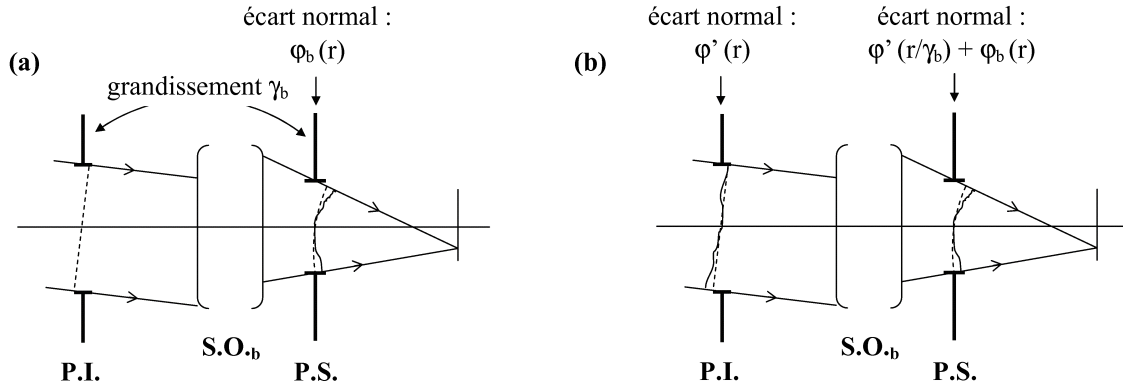
C_a est en réalité une fonction de trois variables, $C_a(\lambda, \vec{r}_0', \Delta \vec{r})$ étant, à la phase sphérique près, le champ créé en $\vec{r}_0' + \Delta \vec{r}$ par un point objet quasi-monochromatique de longueur d'onde λ , et dont l'image paraxiale est en \vec{r}_0' . Cette fonction ne prend donc des valeurs significatives que pour $\Delta \vec{r}$ proche de $\vec{0}$.

c. Système d'imagerie aval $S.O.b$

On traite le système $S.O.b$ de la même manière. Lorsqu'il est éclairé par une onde plane diaphragmée par une pupille p'_I placée dans le plan $P.I.$ ³, on obtient en sortie du système une onde sphérique affectée d'une phase aberrante égale à φ_b dans le plan $P.S.$ (cf. figure 3.3a).

²convolution par la fonction $\frac{-i}{\lambda d_a} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda d_a}}$

³ la pupille intermédiaire du système complet sera p_I –pupille de sortie de $S.O.a$ – ou p'_I –pupille d'entrée de $S.O.b$ – selon qu'elle est portée par le système $S.O.a$ ou $S.O.b$. À propos des pupilles, il faut remarquer


 FIG. 3.3 – Système optique $S.O.b$

Comme précédemment, on définit :

$$C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \triangleq \frac{TF [p'_S \cdot e^{i\varphi_b}] (\vec{\sigma})}{\lambda d_b} \quad (3.3)$$

avec d_b le distance entre le plan objet et le plan $P.E.$.

Considérons alors une onde plane aberrante, dont on note l'écart normal φ' dans le plan $P.I.$ (cf. figure 3.3b). Si la déformation de cette onde plane n'est pas trop importante, un rayon aberrant subira lors de la traversée de $S.O.b$ un même écart normal que le rayon homologue non aberrant, soit $\varphi_b(\vec{r})$, où \vec{r} est la cote du rayon dans le plan $P.S.$. Les écarts normaux s'ajoutant le long des rayons, il convient d'ajouter à $\varphi_b(\vec{r})$ l'écart normal que le rayon avait en entrée de $S.O.b$ pour obtenir l'écart normal « total » de ce rayon en sortie de $S.O.b$. Pour le rayon de cote \vec{r} dans le plan $P.S.$, cet écart normal initial est égal à $\varphi'(\vec{r}/\gamma_b)$, et le champ dans le plan $P.S.$ est égal au produit de trois termes, qui sont la fonction p'_S , la porteuse sphérique convergeant en r'_0 , et la phase aberrante :

$$U_{PS}(\vec{r}) = e^{-i\pi \frac{(\vec{r} - \vec{r}'_0)^2}{\lambda d_b}} \cdot p'_S(\vec{r}) \cdot e^{i[\varphi_b(\vec{r}) + \varphi'(\vec{r}/\gamma_b)]} \quad (3.4)$$

3.1.2 Calcul de l'éclairement dans le plan de détection

a. Champ créé par chaque voie

Le champ en sortie du système $S.O.a$ avant l'interféromètre est le même pour les deux voies, et s'écrit comme à l'équation 3.1 :

$$U_{PI}(\vec{r}) = e^{i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot p_I(\vec{r}) \cdot e^{i\varphi_a(\vec{r})}$$

que nous avons défini les plans $P.E.$, $P.I.$ et $P.S.$ comme les plans contenant les images du diaphragme d'ouverture du système global $\{S.O.a + \text{interféromètre} + S.O.b\}$. Lorsque les systèmes $S.O.a$ et $S.O.b$ sont pris isolément, pour un des systèmes (par exemple $S.O.a$), la pupille est effectivement celle du système global, mais la pupille de l'autre système ($S.O.b$) n'est pas *a priori* située dans le même plan que la pupille de l'ensemble spectro-imageur. Cependant, cela ne change rien au problème global si on rajoute à $S.O.b$ seul un diaphragme dans un plan conjugué du diaphragme du système complet, à condition que ce diaphragme rajouté soit plus grand que l'image dédoublée du diaphragme global, et plus petit que le diaphragme initial du système $S.O.b$ seul.

Après passage dans l'interféromètre, le champ pour la voie 1, toujours dans le plan $P.I.$, est :

$$U_{PI,1}(\vec{r}) = e^{i \vec{k} \cdot \left(\vec{r} + \frac{\vec{t}}{2} \right)} \cdot p_I \left(\vec{r} + \frac{\vec{t}}{2} \right) \cdot e^{i \varphi_a \left(\vec{r} + \frac{\vec{t}}{2} \right)}$$

D'après l'équation 3.4, le champ pour la voie 1 dans le plan $P.S.$ s'écrit :

$$U_{PS,1}(\vec{r}) = e^{-i\pi \frac{(\vec{r} - \vec{r}'_0)^2}{\lambda d_b}} \cdot p'_S(\vec{r}) \cdot e^{i \left[\varphi_b(\vec{r}) + \varphi_a \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right) \right]} \cdot e^{i \vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot p_I \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right) \quad (3.5)$$

la porteuse sphérique convergeant en :

$$\vec{r}'_0 \triangleq \frac{\lambda f'}{2\pi} \vec{k}$$

Sous l'hypothèse que l'approximation de Fresnel est valable, le champ dans le plan du détecteur (plan de convergence de la porteuse) est :

$$U_1(\vec{r}') = \frac{-i}{\lambda d_b} e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} \cdot e^{i \vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot TF \left[p_I \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right) \cdot e^{i \varphi_a \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right)} \cdot p'_S(\vec{r}) \cdot e^{i \varphi_b(\vec{r})} \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}'_0}{\lambda d_b} \right)$$

Quelques lignes de calcul que l'on trouvera dans l'annexe C permettent de simplifier l'expression de U_1 , champ créé par la voie 1 dans le plan du détecteur :

$$U_1(\vec{r}') = -\frac{i}{\lambda f'} \cdot \frac{1}{\gamma_a G} \cdot e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} \times \left\{ \left(e^{i\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}} \cdot C_a \left(\frac{\vec{R} - \vec{r}'_0}{G} \right) \right) \overset{\vec{R}}{*} C_b(\vec{R}) \right\} (\vec{r}') \quad (3.6)$$

G étant le gransissement entre les plans objet et image.

L'expression du champ issu de la voie 2 de l'interféromètre est obtenue en remplaçant \vec{t} par $-\vec{t}$.

b. Expression générale de l'éclairement du détecteur

Par distributivité du produit de convolution, et comme pour un point source, les deux champs issus de chacune des deux voies de l'interféromètre sont totalement cohérents, on obtient pour le champ total au niveau du détecteur la formule suivante (en omettant dorénavant les constantes de proportionnalité) :

$$U_{tot}(\vec{r}') = e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} \times \left\{ \left(\cos \left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'} \right) \cdot C_a \left(\frac{\vec{R} - \vec{r}'_0}{G} \right) \right) \overset{\vec{R}}{*} C_b(\vec{R}) \right\} (\vec{r}') \quad (3.7)$$

Ce champ est la réponse percussionnelle cohérente du système complet. Pour avoir la réponse percussionnelle incohérente, notée RPI , il suffit de prendre le carré du module de la réponse percussionnelle cohérente :

$$RPI(\lambda, \vec{r}_0, \Delta\vec{r}) = \left| \left[\cos\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cdot C_a\left(\lambda, \frac{\vec{r}_0}{G}, \frac{\vec{R} - \vec{r}_0}{G}\right) \right] \overset{\vec{R}}{*} \left[C_b(\lambda, \vec{r}_0, \vec{R}) \right] \right|^2 \left(\vec{r}_0 + \Delta\vec{r} \right) \quad (3.8)$$

$RPI(\lambda, \vec{r}_0, \Delta\vec{r})$ est proportionnel à l'éclairement en $\vec{r}_0 + \Delta\vec{r}$ créé par un point objet dont l'image paraxiale est en \vec{r}_0 . La dépendance en λ traduit les aberrations chromatiques, celle en \vec{r}_0 les aberrations de champ.

Pour un objet étendu totalement incohérent spatialement, de luminance \mathcal{L} , les intensités dues à chaque point de l'objet s'ajoutent à chaque longueur d'onde, ce qui donne pour l'éclairement au niveau du plan du détecteur :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') = \iiint \mathcal{L}\left(\lambda, \frac{\vec{r}_0}{G}\right) \cdot RPI(\lambda, \vec{r}_0, \vec{r}' - \vec{r}_0) \, dr'_0 \, d\lambda \quad (3.9)$$

c. Cas particuliers où l'un des deux systèmes optiques est parfait

L'interprétation de l'expression générale que nous venons d'obtenir ne va pas de soi, pas plus que sa mise en évidence expérimentale. Nous nous sommes donc contenté de deux cas extrêmes, qui sont de supposer un des deux systèmes optiques parfait.

■ Système amont parfait

Si $S.O._a$ est parfait, la réponse percussionnelle du système complet devient :

$$RPI(\lambda, \vec{r}_0, \Delta\vec{r}) = \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{r}_0}{\lambda f'}\right) \cdot RPI_b(\lambda, \vec{r}_0, \Delta\vec{r}) \quad (3.10)$$

puisque $|C_b|^2$ est proportionnelle à la réponse percussionnelle RPI_b de l'objectif, et donc :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') = \iiint \mathcal{L}\left(\lambda, \frac{\vec{r}_0}{G}\right) \cdot \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{r}_0}{\lambda f'}\right) \cdot RPI_b(\lambda, \vec{r}_0, \vec{r}' - \vec{r}_0) \, dr'_0 \, d\lambda \quad (3.11)$$

Symboliquement, on peut alors écrire :

$$\text{éclairement} = (\text{objet} \times \text{franges}) * RPI_b$$

en supposant que la réponse percussionnelle de $S.O._b$ est localement invariante par translation. On voit donc que l'objet est multiplié par les franges, et que c'est l'ensemble qui

est convolué par la réponse percussionnelle de l'imageur⁴. Si elle l'est même globalement, en d'autres termes s'il n'y a pas d'aberrations de champ, alors on a :

$$\widetilde{\text{éclairage}} = \left(\widetilde{\text{objet}} * \widetilde{\text{franges}} \right) \times FTM_b$$

où nous utilisons $\widetilde{}$ pour indiquer une transformation de Fourier. Figurativement, cela donne le schéma de gauche de la figure 3.4.

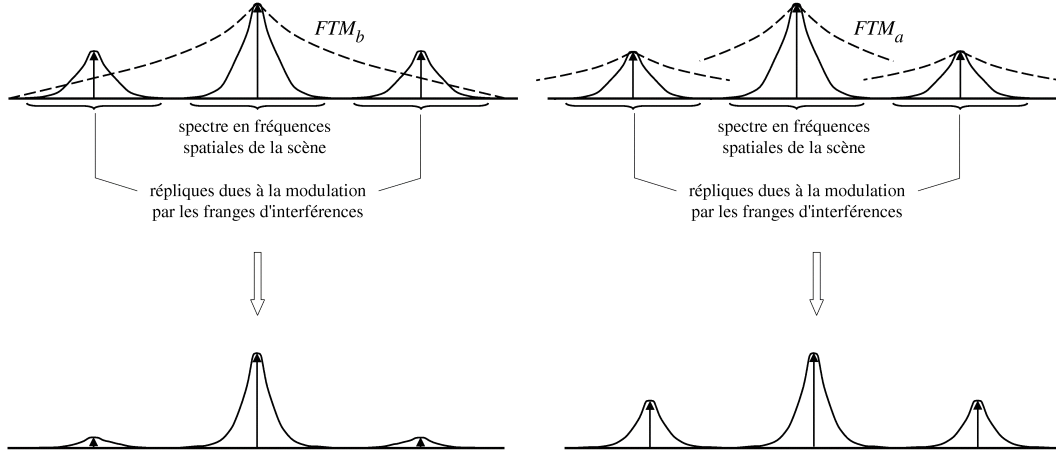


FIG. 3.4 – Effet d'un défaut de l'objectif (à gauche) ou du collimateur (à droite) sur le spectre en fréquences spatiales de l'image détectée lorsque l'éclairage est monochromatique

■ Système aval parfait

Si maintenant c'est $S.O._b$ qui est sans défaut, la réponse percussionnelle du système complet devient :

$$RPI \left(\lambda, \vec{r}'_0, \Delta \vec{r}' \right) = \cos^2 \left(\pi \frac{\vec{t} \left(\vec{r}'_0 + \Delta \vec{r}' \right)}{\lambda f'} \right) \cdot RPI_a \left(\lambda, \frac{\vec{r}'_0}{G}, \frac{\Delta \vec{r}'}{G} \right) \quad (3.12)$$

puisque là aussi $|C_a|^2$ est proportionnelle à la réponse percussionnelle RPI_a du collimateur, et l'éclairage du plan image est :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') = \cos^2 \left(\frac{\pi \vec{t} \vec{r}'}{\lambda f'} \right) \cdot \iiint \mathcal{L} \left(\lambda, \frac{\vec{r}'_0}{G} \right) \cdot RPI_a \left(\lambda, \frac{\vec{r}'_0}{G}, \frac{\vec{r}' - \vec{r}'_0}{G} \right) dr'_0 d\lambda \quad (3.13)$$

ce qui donne symboliquement

$$\widetilde{\text{éclairage}} = \widetilde{\text{franges}} \times \left(\widetilde{\text{objet}} * RPI_a \right)$$

⁴ ceci s'explique sans peine : l'objet étant à l'infini et le système $S.O._a$ parfait, pour un point objet, ce sont deux ondes planes « idéales » qui arrivent sur le système $S.O._b$. Ces deux ondes planes sont uniquement translatées l'une par rapport à l'autre, elles sont donc exactement superposables, avec simplement un déphasage entre elles. Elles créent donc aussi au niveau du détecteur deux taches exactement identiques, mais déphasées d'une quantité qui dépend de la position de l'objet, et non de la position dans le plan image.

voire

$$\widetilde{\text{éclairage}} = \widetilde{\text{franges}} * (\widetilde{\text{objet}} \times FTM_a)$$

en supposant que la réponse percussionnelle de $S.O._a$ est globalement invariante par translation.

Cette fois-ci, l'objet est d'abord convolué par la réponse percussionnelle du système $S.O._a$, et c'est cette image « floue » de l'objet qui est ensuite multipliée par les franges, qui elles ne sont pas affectées par les imperfections du collimateur (voir le schéma de droite de la figure 3.4). Ceci n'est pas surprenant, puisque l'interféromètre à l'origine de ces franges est situé après $S.O._a$.⁵

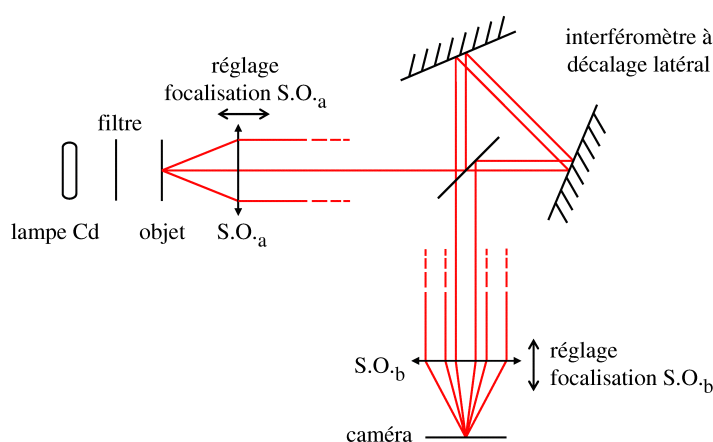


FIG. 3.5 – Montage expérimental utilisé pour observer l'influence des aberrations sur l'image mesurée

■ Résultats expérimentaux

Il est assez facile d'illustrer, au moins qualitativement, ces deux cas particuliers par des images expérimentales. Pour cela, nous avons reproduit le montage schématisé sur la figure 3.5. L'objet était une diapositive sur laquelle était enregistrée une mire binaire à pas variable. Elle était éclairée par une lampe à vapeur de Cadmium filtrée de telle manière à ne laisser passer que la raie à $644nm$, nous étions donc en éclairage quasi-monochromatique.

Le montage étant correctement réglé, on défocalise l'objectif, ce qui équivaut à dire que le système $S.O._b$ présente une forte aberration, indépendante du champ. On fait ensuite la même chose pour le système $S.O._a$, après avoir remis $S.O._b$ à sa position nominale. Les trois images que l'on obtient ainsi sont présentées sur la figure 3.6, ainsi que leur spectre en fréquences spatiales : on retrouve bien les tendances qu'illustrait la figure 3.4.

⁵Contrairement au cas précédent, la tache image que crée un point source est maintenant modulée par les franges, l'extension de cette tache trouvant son origine dans le fait qu'un point source donne naissance à des ondes planes de directions différentes dans l'espace de l'interféromètre. Chacune de ces ondes planes est dédoublée par l'interféromètre, avec un déphasage qui dépend évidemment de la direction de l'onde, et toutes ces ondes planes sont ensuite parfaitement focalisées par l'objectif. La différence de marche n'est donc plus fixée par la position dans le plan objet, mais dans le plan image.

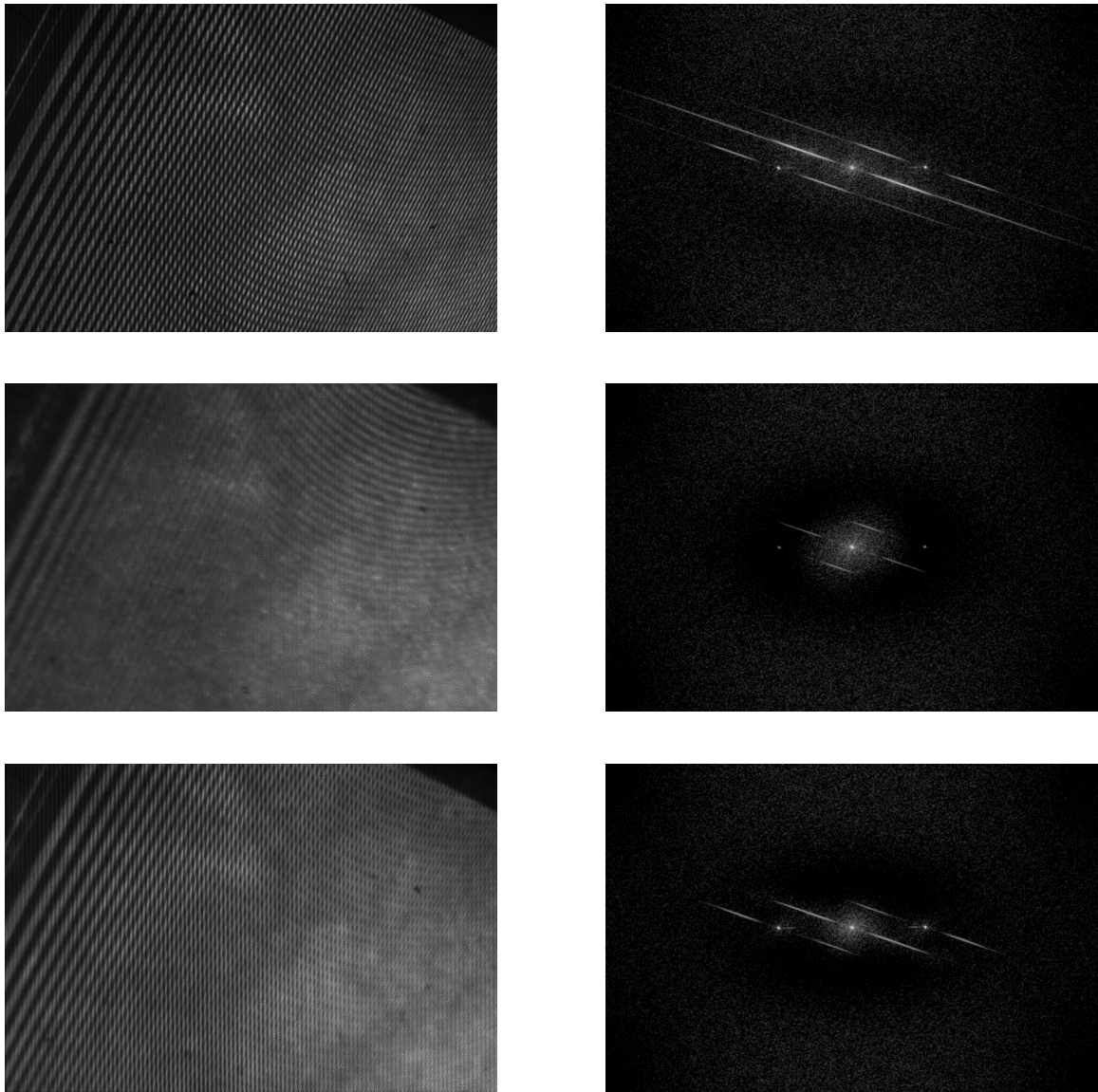


FIG. 3.6 – Image d'une mire à pas variable à travers un interféromètre à décalage latéral, en éclairage monochromatique. De haut en bas : collimateur et objectif correctement réglés ; objectif défocalisé ; collimateur défocalisé. À gauche, l'image, et à droite, son spectre en fréquences spatiales (spectre obtenu après apodisation de l'image et soustraction de sa valeur moyenne, échelle logarithmique).

3.2 Cas d'un objet uniforme

Le cas d'un objet uniforme (et monochromatique) est intéressant car il permet de voir comment les aberrations du système affectent le contraste des franges, et les conclusions que nous tirerons seront évidemment aussi valables pour des zones uniformes en luminance faisant partie d'une scène texturée.

3.2.1 Éclairement du détecteur

D'après les équations 3.8 et 3.9, l'éclairement induit au niveau du détecteur par un objet uniforme s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\vec{r}') &= \int \left[\int \cos \left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'} \right) \cdot C_a \left(\lambda, r_0', \frac{\vec{R} - r_0'}{G} \right) \cdot C_b \left(\lambda, r_0', r' - \vec{R} \right) d\vec{R} \right. \\ &\quad \left. \times \int \cos \left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}'}{\lambda f'} \right) \cdot C_a^* \left(\lambda, r_0', \frac{\vec{R}' - r_0'}{G} \right) \cdot C_b^* \left(\lambda, r_0', r' - \vec{R}' \right) d\vec{R}' \right] dr_0' \end{aligned}$$

Si on fait l'hypothèse que les réponses percussionnelles des systèmes optiques sont localement invariantes par translation — à l'échelle du rayon de ces réponses percussionnelles — on peut remplacer l'expression précédente par :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\vec{r}') &= \int \left[\int \cos \left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'} \right) \cdot C_a \left(\lambda, r', \frac{\vec{R} - r_0'}{G} \right) \cdot C_b \left(\lambda, r', r' - \vec{R} \right) d\vec{R} \right. \\ &\quad \left. \times \int \cos \left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}'}{\lambda f'} \right) \cdot C_a^* \left(\lambda, r', \frac{\vec{R}' - r_0'}{G} \right) \cdot C_b^* \left(\lambda, r', r' - \vec{R}' \right) d\vec{R}' \right] dr_0' \end{aligned}$$

La variable r_0' n'apparaît donc plus que comme argument des fonctions C_a . Par interversion des intégrales, celle portant r_0' devient :

$$\int C_a \left(\lambda, r', \frac{\vec{R} - r_0'}{G} \right) \cdot C_a^* \left(\lambda, r', \frac{\vec{R}' - r_0'}{G} \right) dr_0' = \left(D_G(C_a) \otimes D_G(C_a) \right) (\vec{R}' - \vec{R})$$

où $D_G(f)$ indique comme précédemment la dilatée de la fonction f d'un facteur G . Or on a la relation générale :

$$f \otimes f = TF \left[|TF^{-1}[f]|^2 \right]$$

et d'après la définition de C_a :

$$C_a(\vec{r}) = TF \left[p_I \cdot e^{i\varphi_a} \right] \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_a \lambda d_a} \right)$$

où p_I est une fonction binaire⁶.

On en déduit :

$$\left(D_G(C_a) \otimes D_G(C_a) \right) (\vec{R}' - \vec{R}) = \widetilde{p}_E \left(\frac{\vec{R}' - \vec{R}}{G \lambda d_a} \right) = \widetilde{p}_S \left(\frac{\vec{R}' - \vec{R}}{\lambda d_b} \right)$$

⁶donc $|p_I|^2 = p_I$

où \widetilde{p}_E et \widetilde{p}_S sont ici les images dans les espaces entrée et sortie du diaphragme d'ouverture du système $S.O._a$ seul.

On a donc :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') = \iint \cos\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cos\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}'}{\lambda f'}\right) C_b\left(\lambda, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}\right) C_b^*\left(\lambda, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}'\right) \widetilde{p}_s\left(\frac{\vec{R}' - \vec{R}}{\lambda d_b}\right) dR dR' \quad (3.14)$$

Cette expression se simplifie fortement dans trois cas :

- si le système $S.O._b$ est parfait (sans aberrations ni diaphragmation pour le système complet), les franges restent parfaitement contrastées⁷ :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') \propto \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{r}'}{\lambda f'}\right)$$

- si le diaphragme d'ouverture de l'ensemble est situé après l'interféromètre, les franges sont convoluées par la réponse percussionnelle incohérente de $S.O._b$ ⁸ :

$$\mathcal{E}(\vec{r}') \propto \int \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cdot |C_b|^2(\vec{r}' - \vec{R}) dR$$

- si la tache d'Airy associée au diaphragme d'ouverture du système $S.O._a$ est très petite devant la réponse du système $S.O._b$ seul, alors les franges sont aussi convoluées par la réponse percussionnelle incohérente de $S.O._b$:

$$\mathcal{E}(\vec{r}') \propto \int \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cdot |C_b|^2(\vec{r}' - \vec{R}) dR$$

C'est la généralisation du point précédent.

Il ne reste donc que le cas où la pupille physique est située avant l'interféromètre, et où le système $S.O._b$ a une réponse percussionnelle de la taille de la tache d'Airy. Néanmoins, *en aucun cas les franges ne sont brouillées par les aberrations du système $S.O._a$.*

Remarquons enfin que, si on se place dans le cas où les franges sont convoluées par la RPI de $S.O._b$, on peut effectivement dire que le système $S.O._b$ « fait l'image des franges » au sens de l'imagerie conventionnelle.

3.2.2 Estimation du spectre de l'objet uniforme lorsque le diaphragme d'ouverture est situé en aval de l'interféromètre

Comme nous venons de le voir, les franges sont dans ce cas convoluées par la réponse percussionnelle du système $S.O._b$:

$$\mathcal{E}(\vec{r}') = \int \cos^2\left(\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cdot RPI_b\left(\lambda, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}\right) dR$$

⁷sous réserve de la validité de l'ensemble des hypothèses faites !

⁸dans ce cas, on peut en effet supposer que, pour le système complet, tout se passe comme si le système $S.O._a$ avait une pupille de taille « infinie »

$$\begin{aligned}
 &= \underbrace{\int RPI_b(\lambda, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}) dR}_{= 1 \text{ par normalisation de } RPI_b} + \int \cos\left(2\pi \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{\lambda f'}\right) \cdot RPI_b(\lambda, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}) dR \\
 &= 1 \text{ par normalisation de } RPI_b
 \end{aligned}$$

Le signal mesuré n'est toutefois pas directement $\mathcal{E}(\vec{r}')$, mais \mathcal{E} convolué par la surface du détecteur. Mais comme le produit de convolution est associatif pour les fonctions à support borné, on peut inclure cette convolution par le détecteur dans le terme RPI_b . Cette remarque étant faite, on peut effectivement dire que le signal $s(\vec{r}')$ associé au point \vec{r}' du détecteur s'écrit⁹ :

$$\begin{aligned}
 s(\vec{r}') &= 1 + \int \cos\left(2\pi \sigma \frac{\vec{t} \cdot \vec{R}}{f'}\right) \cdot RPI_b(\sigma, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}) dR \\
 &= 1 + \frac{1}{2} \int e^{2i\pi \frac{\sigma}{f'} \vec{t} \cdot \vec{R}} \cdot RPI_b(\sigma, \vec{r}', \vec{r}' - \vec{R}) dR + c.c. \\
 &= 1 + \frac{1}{2} FTM_b\left(\sigma, \vec{r}', \frac{\sigma}{f'} \vec{t}\right) \cdot e^{2i\pi \frac{\sigma}{f'} \vec{t} \cdot \vec{r}'} + c.c.
 \end{aligned}$$

$$\boxed{s(\vec{r}') = 1 + \left| FTM_b\left(\sigma, \vec{r}', \frac{\sigma}{f'} \vec{t}\right) \right| \cdot \cos\left(2\pi \frac{\sigma}{f'} \vec{t} \cdot \vec{r}' + \varphi\left[FTM_b\left(\sigma, \vec{r}', \frac{\sigma}{f'} \vec{t}\right)\right]\right)} \quad (3.15)$$

où $\varphi(z)$ est la phase du complexe z .

Ainsi, pour un objet uniforme et monochromatique, au lieu d'avoir des franges parfaitement sinusoïdales et contrastées, les aberrations du système vont les distordre et diminuer leur visibilité, ce qui aura des conséquences sur le spectre estimé. Tout d'abord, s'il n'y a pas d'aberrations de champ, le contraste de chaque sinusoïde du signal polychromatique (c'est-à-dire la luminance spectrique estimée à cette longueur d'onde) sera multiplié par la valeur de la FTM du système $S.O._b$ à la longueur d'onde et à la fréquence spatiale adéquates. D'autre part, à une longueur d'onde donnée, les aberrations de champ vont avoir pour effet de moduler le contraste instantané en fonction du champ, ce qui peut être vu comme une apodisation de l'interférogramme (par exemple, au centre du champ, donc de l'interférogramme, il y a peu d'aberrations, le contraste est élevé, alors qu'en bord de champ, les aberrations sont importantes, le contraste est faible, cf. figure 3.7). Au niveau de l'estimation du spectre, ceci va se traduire par une perte en résolution spectrale.

3.3 Cas d'un système amont parfait et d'un système aval sans aberrations de champ

Dans ce paragraphe, nous reprenons le cas d'un collimateur parfait que nous avons initié à la page 106, en faisant en outre l'hypothèse que le système $S.O._b$ est dénué d'aberrations

⁹en faisant intervenir le nombre d'onde σ au lieu de la longueur d'onde λ et en abrégant « complexe conjugué » par « c.c. »

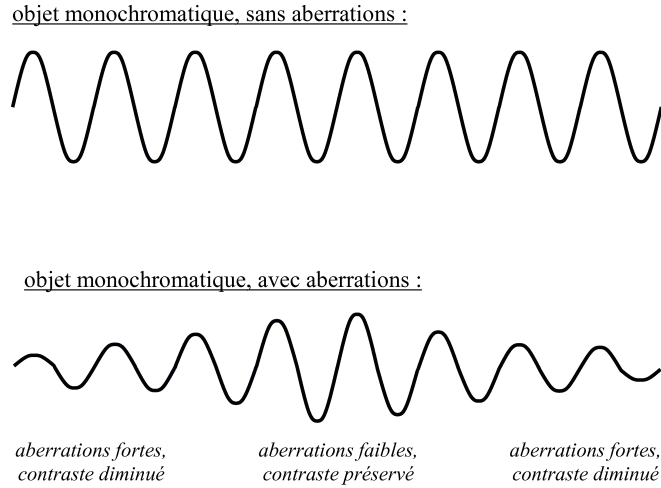


FIG. 3.7 – Influence des aberrations de champ sur le signal associé à un point monochromatique

de champ. On rappelle (équation 3.11) que l'éclairement du détecteur est¹⁰ :

$$\mathcal{E}(\vec{r}) = \iiint \mathcal{L} \left(\sigma, \frac{r'_0}{G} \right) \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \sigma \vec{t} r'_0}{f'} \right) \cdot RPI_b \left(\sigma, r' - r'_0 \right) dr'_0 d\sigma$$

ce que nous avons symboliquement écrit :

$$\text{éclairement} = (\text{objet} \times \text{franges}) * RPI_b$$

Cette fois encore, la convolution par l'étendue spatiale du détecteur sera sous-entendue dans le terme RPI_b .

Si l'objet se déplace d'une quantité $\vec{\ell}$, au point \vec{r} de cet objet on associe alors¹¹ l'éclairement mesuré en $r_{det} = \vec{r} + \vec{\ell}$ (voir la figure 3.8) :

$$\mathcal{E}_{\vec{\ell}}(r_{det}) = \iiint \mathcal{L} \left(\sigma, \frac{r'_0 - \vec{\ell}}{G} \right) \cdot \cos^2 \left(\sigma \frac{\pi \vec{t} r'_0}{f'} \right) \cdot RPI_b \left(\sigma, r_{det} - r'_0 \right) dr'_0 d\sigma$$

Comme la réponse percussionnelle est invariante par une translation parallèle aux franges, et que l'on ne prend pas en compte les problèmes d'échantillonnage discret, la nature exacte de la trajectoire importe peu, et nous pouvons paramétrer l'interférogramme associé à un point de l'objet par $\delta = \frac{\vec{t} \cdot r_{det}}{f'}$.

¹⁰en utilisant les nombres d'onde σ au lieu des longueurs d'onde λ

¹¹en l'absence de distorsion—assurée par l'hypothèse qu'il n'y pas d'aberrations de champ— et si le mouvement de la scène par rapport au porteur est une simple translation

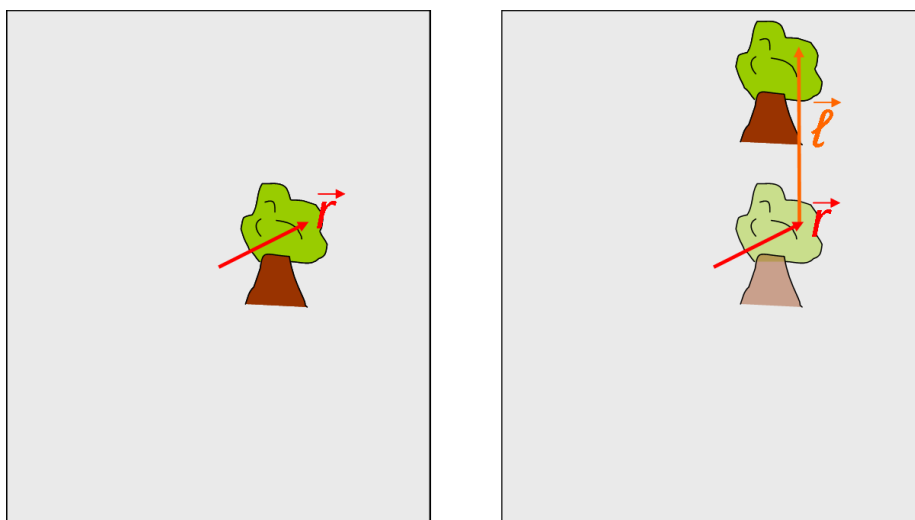


FIG. 3.8 – Suivi d'un point de la scène lorsque celle-ci se déplace par rapport à l'instrument

L'interférogramme associé au point \vec{r} de l'objet est donc :

$$\begin{aligned}
 I(\delta, \vec{r}) &= \text{cste}_{/\delta} + \iiint \mathcal{L}\left(\sigma, \frac{\vec{r} - \vec{R}}{G}\right) \cdot \cos\left(2\pi\delta\sigma - 2\pi\sigma \frac{\vec{t}\vec{R}}{f'}\right) \cdot RPI_b(\sigma, \vec{R}) \, dR \, d\sigma \\
 &= \text{cste}_{/\delta} + \int e^{2i\pi\delta\sigma} \cdot \left[\iint \mathcal{L}\left(\sigma, \frac{\vec{r} - \vec{R}}{G}\right) \cdot e^{-2i\pi\sigma \frac{\vec{t}\vec{R}}{f'}} \cdot RPI_b(\sigma, \vec{R}) \, dR \right] \, d\sigma
 \end{aligned}$$

(3.16)

le cosinus devenant exponentielle si on définit par parité le spectre pour les nombres d'onde négatifs.

Deux remarques s'imposent immédiatement. La première est que l'interférogramme est une somme de sinusôides, l'amplitude de la sinusôide de période $1/\sigma_0$ ne dépendant que de la composante spectrale de l'objet et de la réponse percussionnelle au nombre d'onde σ_0 . Lorsqu'on calculera la transformée de Fourier de l'interférogramme, il n'y aura donc pas de diaphonie entre les différents canaux spectraux, hormis celle due à l'inévitable fenêtrage de l'interférogramme, et éventuellement à son apodisation, qu'elle soit numérique ou due aux aberrations de champ.

La seconde remarque est que l'interférogramme obtenu n'est pas pair en différence de marche, *même en l'absence de chromatisme* : $I(-\delta, \vec{r}) \neq I(\delta, \vec{r})$. Quelque surprenante que puisse être de prime abord cette constatation, elle apparaît finalement fort logique lorsqu'on s'y arrête un instant. En effet, supposons que l'objet soit réduit à un point lumineux sur un fond entièrement noir. L'image qui se forme sur le détecteur est la réponse percussionnelle de $S.O_b$, plus ou moins atténuée par la position de la source ponctuelle vis-à-vis des franges d'interférences, comme nous l'avons vu à la page 106. Le maximum de l'interférogramme que nous associons ensuite à un point de la scène correspondra donc toujours au moment

où l'image paraxiale du point lumineux était « dans » la frange centrale¹², non au moment où c'était l'image paraxiale du point que la scène que nous considérons qui y était, et c'est pourquoi l'interférogramme de ce point ne sera pas *a priori* symétrique¹³.

On peut craindre que la non-symétrie de l'interférogramme soit extrêmement gênante si on veut faire une correction de phase. La correction de phase (Griffiths et de Haseth, p. 39) est une méthode couramment utilisée en spectroscopie par transformée de Fourier pour corriger la méconnaissance de la différence de marche nulle, ou la variation lente de cette différence de marche nulle avec la longueur d'onde. Elle consiste à ne pas se contenter d'acquérir l'interférogramme pour des différences de marche uniquement positives, mais aussi pour des différences de marche négatives, sans toutefois le faire sur un intervalle aussi étendu que pour les différences de marche positives. Une transformée de Fourier complexe est alors appliquée à cette partie symétrique en différences de marche de l'interférogramme, et la phase de cette transformée de Fourier indique le décalage chromatique entre la vraie différence de marche nulle et celle qui a été prise pour référence. Ce décalage peut ensuite être corrigé sur l'interférogramme complet afin de le rendre symétrique, et donc propre à subir une transformée de Fourier en cosinus. Ce traitement évite d'avoir à explorer un intervalle s'étendant aussi loin vers les différences de marche négatives que vers les positives, sans cependant perdre en résolution. La condition du succès de cette méthode est que la dérive chromatique de la différence de marche nulle soit lente, et que par conséquent il soit possible de se contenter d'un interférogramme symétrique contenant peu de points (c'est-à-dire que la résolution du spectre correspondant est faible). Or, dans notre cas, rien ne permet d'affirmer que cette dérive est lente. Il semblerait ainsi que l'on soit réduit à acquérir nécessairement les deux ailes de l'interférogramme¹⁴, si nous ne souvenions que notre interféromètre est *statique*, donc que la mesure est normalement parfaitement reproductible, et qu'ainsi un calibrage préalable de l'instrument devrait permettre de connaître précisément les différences de marche à chaque longueur d'onde.

Ces remarques étant faites, essayons d'obtenir une expression de la spectro-image estimée plus simple que celle de l'équation 3.16. La présence du terme $e^{-2i\pi\sigma\vec{t}\cdot\vec{R}/f'}$ nous engage à passer dans l'espace des fréquences spatiales :

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}(\delta, \vec{\nu}) &= \iint (I(\delta, \vec{r}) - cste_{/\delta}) e^{-2i\pi\vec{\nu}\vec{r}} d\vec{r} \\
 &= \iiint e^{2i\pi\delta\sigma} \cdot e^{-2i\pi\sigma\frac{\vec{t}\vec{R}}{f'}} \cdot e^{-2i\pi\vec{\nu}\vec{r}} \cdot \mathcal{L}\left(\sigma, \frac{\vec{r}-\vec{R}}{G}\right) \cdot RPI_b(\sigma, \vec{R}) dR d\sigma \\
 &= \iiint e^{2i\pi\delta\sigma} \cdot e^{-2i\pi\sigma\frac{\vec{t}\vec{R}}{f'}} \cdot e^{-2i\pi\vec{\nu}\vec{R}} \cdot \tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot RPI_b(\sigma, \vec{R}) dR d\sigma \\
 \tilde{I}(\delta, \vec{\nu}) &= \int \tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot FTM_b\left(\sigma, \vec{\nu} + \sigma\frac{\vec{t}}{f'}\right) e^{2i\pi\delta\sigma} \cdot d\sigma
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

¹²à supposer évidemment que l'interféromètre est réglé en franche blanche et non en frange noire

¹³Cette dissymétrie est donc toute différente de celle créée par le chromatisme de l'interféromètre ou de l'objectif. Dans ce dernier cas, l'interférogramme n'est pas pair car la différence de marche « achromatique » qu'on lui associe est physiquement fautive. Au contraire, dans le cas qui nous intéresse ici, la différence de marche est tout à fait correcte, pour le point considéré. Mais l'image de ce point est perturbée par celles de ses voisins, qui elles ne sont pas à la même différence de marche.

¹⁴et alors, en en prenant le module de la transformée de Fourier complexe, on s'affranchit des problèmes liés aux déphasages des différentes sinusoïdes composant cet interférogramme

Calculons alors la transformée de Fourier en cosinus selon δ de cette expression, pour une mesure de l'interférogramme allant de la différence de marche nulle à δ_M :

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{I}}(\sigma', \vec{\nu}) &= \int_0^{\delta_M} \tilde{I}(\delta, \vec{\nu}) \cos(2\pi\delta\sigma') \, d\delta \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot FTM_b\left(\sigma, \vec{\nu} + \sigma \frac{\vec{t}}{f'}\right) \cdot \int_0^{\delta_M} e^{2i\pi\delta\sigma} \cos(2\pi\delta\sigma') \, d\delta \right] \, d\sigma \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot FTM_b\left(\sigma, \vec{\nu} + \sigma \frac{\vec{t}}{f'}\right) \cdot \frac{F(\sigma - \sigma') + F(\sigma + \sigma')}{2} \, d\sigma\end{aligned}$$

avec

$$F(\sigma) = \delta_M e^{i\pi\delta_M\sigma} \text{sinc}(\delta_M\sigma)$$

$\tilde{\mathcal{I}}(\sigma', \vec{\nu})$ est donc la somme de deux produits de convolution :

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{I}}(\sigma', \vec{\nu}) &= \frac{1}{2} \left[\tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot FTM_b\left(\sigma, \vec{\nu} + \sigma \frac{\vec{t}}{f'}\right) \overset{\sigma}{*} F^*(\sigma) \right] (\sigma') \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[\tilde{\mathcal{L}}(\sigma, G\vec{\nu}) \cdot FTM_b\left(\sigma, \vec{\nu} - \sigma \frac{\vec{t}}{f'}\right) \overset{\sigma}{*} F(\sigma) \right] (\sigma')\end{aligned}$$

Quand δ_M est très grand, $F(\sigma)$ tend vers une distribution de Dirac centrée en 0, et dans ce cas limite on obtient :

$$\boxed{\tilde{\mathcal{I}}(\sigma', \vec{\nu}) = \tilde{\mathcal{L}}(\sigma', G\vec{\nu}) \cdot \frac{FTM_b\left(\sigma', \vec{\nu} + \sigma' \frac{\vec{t}}{f'}\right) + FTM_b\left(\sigma', \vec{\nu} - \sigma' \frac{\vec{t}}{f'}\right)}{2}} \quad (3.18)$$

On voit ici tout l'intérêt d'être passé dans l'espace des fréquences spatiales, puisque la correction à apporter à l'estimation « brute » du spectre devient indépendante de la luminance spectrique de la scène. On retrouve au passage que, pour un objet uniforme spatialement, le facteur correctif est égal à $FTM_b(\sigma, (\sigma/f')\vec{t})$, ce que donnait déjà l'équation 3.15. Il n'est d'ailleurs pas impératif de prendre la valeur exacte du facteur correctif, car cela reviendrait à faire aussi une déconvolution spatiale de la scène, avec tous les problèmes qu'entraînerait cette opération : on peut se contenter d'en corriger les variations avec σ' .

Conclusion

CETTE partie consacrée à l'étude d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue nous a tout d'abord permis de vérifier que, dans le cadre d'une observation aéroportée de la Terre, et avec les détecteurs infrarouges actuels, le multiplexage de la mesure permet d'améliorer le bilan radiométrique, au moins en bande II. Des techniques de multiplexage, la transformation de Fourier est la plus courante en spectroscopie, et c'est aussi celle-ci que nous avons choisie. De plus, les conditions de mesures qui formaient nos hypothèses de travail, à savoir un instrument aéroporté, visant au nadir, et se déplaçant selon une trajectoire rectiligne, étaient particulièrement favorables à la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique à grande étendue, qui évite l'utilisation de pièces mobiles dans l'instrument.

S'il n'y a pas de pièce mobiles, c'est que les franges d'interférences se développent spatialement sur le détecteur, ce que permettent les interféromètres à décalage latéral. Parmi ceux-ci, plutôt que l'interféromètre de Sagnac, c'est celui de Michelson, mais avec des dièdres droits, que nous avons sélectionné, en raison de son très faible encombrement, comme l'illustre spectaculairement la figure 2.12. Il est bien sûr aussi possible d'obtenir des franges rectilignes avec un interféromètre en coin d'air, mais ces derniers ont l'inconvénient, contrairement aux premiers, de ne pas superposer exactement les deux images formées par les deux voies, et donc de détériorer les qualités d'imagerie de l'objectif placé en aval.

Les critères d'optimisation des performances de cet objectif ne sont d'ailleurs pas modifiés par la présence de l'interféromètre, puisque, sous l'hypothèse de l'absence d'aberrations en amont de l'interféromètre, nous avons montré que les franges étaient convoluées par la réponse percussionnelle de l'objectif, tout comme l'image de la scène. Une réponse percussionnelle large réduira donc le contraste des franges, et son élargissement dans le champ réduira la résolution spectrale de l'instrument. On voit ainsi que la prise en compte des aberrations dans le calcul de la spectro-image est un problème complexe, qui se simplifie néanmoins considérablement si l'on suppose l'absence d'aberrations de champ. Nous avons en effet mis en évidence que, dans ce cas, la correction à apporter est relativement simple, à condition de la faire fréquence spatiale par fréquence spatiale, et non point à point.

Troisième partie

Réalisation et mise en œuvre d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue

Introduction

TOUTE la matière de la partie précédente n'appartient pour l'instant qu'au domaine des idées. Pour décider de sa réalité, l'expérience est assurément le meilleur juge, et ce sont donc des résultats expérimentaux que nous allons présenter dans cette dernière partie. Si nous n'avons eu ni le temps, ni les moyens, ni l'industrie de démontrer la validité de l'ensemble des points que nous avons développés, en particulier ceux des premier et troisième chapitres, nous avons quand même pu vérifier expérimentalement la possibilité d'acquérir des images hyperspectrales aéroportées à l'aide d'un interféromètre de Michelson à dièdres dans un montage statique à grande étendue.

Cette possibilité de réaliser un instrument aéroporté nous a été offerte par l'Onera, avec l'appui de la DGA. L'Onera dispose en effet d'un imageur infrarouge aéroporté, dénommé *Timbre Poste*¹⁵, qui, lors des campagnes de mesure, est embarqué à bord d'un hélicoptère Puma du Centre d'Essais en Vol d'Istres. Cet imageur est un imageur à barrette, ou plus exactement à barrettes, puisqu'il est constitué de deux instruments différents¹⁶, afin de pouvoir acquérir des images dans deux bandes spectrales. Ces deux imageurs sont attachés aux deux extrémités d'un fourreau porté par une boule gyro-stabilisée, et il est possible de remplacer, le temps d'un ou deux vols, une des voies de *Timbre-Poste* par un autre instrument : c'est cette place que nous a proposée l'Onera, et qui nous convenait parfaitement, en ce sens que *Timbre-Poste* fonctionne en mode à *champ linéaire défilant*, qui est, du point de vue du porteur, analogue au mode à *trame défilante*.

L'instrument que nous avons à concevoir avait pour objectif uniquement de démontrer le principe instrumental dans des conditions aéroportées, non de fournir des images étalonnées radiométriquement, mais il devait respecter deux exigences, celle d'être compatible avec *Timbre-Poste*, et celle d'être opérationnel à moindre coût et rapidement, l'idée de réaliser un instrument aéroporté ayant été émise pour la première fois en novembre 2005, et les vols ayant eu lieu moins de onze mois plus tard, en octobre 2006. Ces contraintes ont fait qu'il était plus sage de travailler dans le domaine visible, et non infrarouge.

Dans le premier chapitre de cette troisième et dernière partie de thèse, nous décrivons les différents sous-ensembles instrumentaux, que sont le détecteur, l'optique, et la mécanique. Le deuxième chapitre relatara la mise en œuvre aéroportée de cet appareil, et le troisième les traitements appliqués aux images délivrées par le détecteur pour en faire des images hyperspectrales.

¹⁵ *Télescope Imageur à Barrettes Registrées Pour l'Observation Satellitaire de la Terre*

¹⁶ et même trois dans sa version sol

Chapitre 1

Description des composants du spectro-imageur

1.1 Caméra

La caméra (*Dalsa 1M15*) nous était fournie par l'Onera. C'est une caméra CCD, dont nous reproduisons dans le tableau 1.1 les principales caractéristiques techniques. Le bruit de cette caméra a été estimé expérimentalement : les résultats sont présentés sur la figure 1.1. En faisant l'hypothèse que les seules sources de bruit sont du bruit de lecture, de variance indépendante du signal, et du bruit de grenaille, de variance égale au nombre de photo-électrons générés, on arrive à évaluer la capacité des puits à environ 280000 électrons. On remarque aussi que, quand le gain est fixé à 1, le bruit de lecture est très faible, alors que choisir un gain de 4 augmente très fortement ce bruit.

1.2 Objectif

Pour des raisons à la fois de temps, de coût, et de facilité, nous n'avons pas conçu un objectif sur mesure. Nos seuls besoins étaient d'avoir un objectif compact, utilisable sur la

technologie	CCD à transfert de trame
format du détecteur	1024 × 1024 ou 512 × 512 par sommation de pixels
taille des pixels	14 μ m × 14 μ m (facteur de remplissage : 70%)
fréquence maximale d'acquisition	15 Hz en mode 1014 × 1024 30 Hz en mode 512 × 512
dynamique de numérisation	12 bits (4096 niveaux de gris)
capacité des puits (estimée)	280000 électrons
gain d'acquisition	1 ou 4
dimensions mécaniques	94 × 94 × 110mm ³ compatible des objectifs à monture C

TAB. 1.1 – Caractéristiques techniques de la caméra *DALSA 1M15*

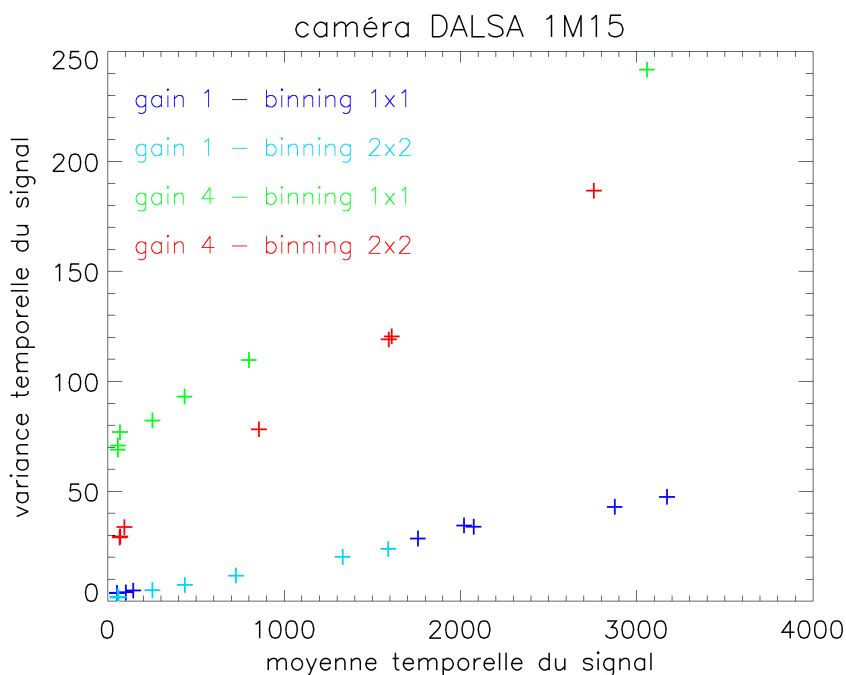


FIG. 1.1 – Moyenne et variance du bruit de la caméra DALSA-1M15. Les mesures sont données en niveaux de quantification. Pour chaque point, 150 images ont été acquises, permettant ainsi de calculer une moyenne et une variance temporelle pour chaque pixel. Ces moyennes et ces variances ont ensuite été moyennées spatialement.

monture C de la caméra, et ayant si possible une pupille d'entrée située suffisamment en amont de l'objectif pour se rapprocher de sa position optimale, c'est-à-dire au cœur de l'interféromètre. Ceci nous a fait choisir l'objectif *Xenoplan XNP 2,8 / 50*, de la série *Compact* de la société Schneider-Kreuznach.

La focale de cet objectif très compact (moins de 6 cm de long pour un diamètre de 3,5 cm), inspiré du schéma dit *double-Gauss*, est d'environ 50 mm, et il peut être utilisé à des ouvertures allant jusqu'à 2,8, pour un demi-champ de 11 mm au niveau du plan focal¹, avec une distorsion inférieure à 0,25%. Il présente de plus l'avantage d'être traité anti-reflets de 400 nm à 1000 nm, ce qui lui permet d'avoir une transmission totale supérieure à 80% sur cette plage spectrale (voir la figure 1.2).

Cet objectif n'est toutefois pas sans défauts, au moins pour notre application. Le premier, relativement mineur, est que ses performances sont annoncées pour un objet distant d'environ 2,6 m, et non à l'infini. Mais cette distance est égale à cinquante fois la distance focale, et on peut espérer que la qualité de l'imagerie varie peu, que l'objet soit à 2,6 m ou à 2000 m. Le deuxième inconvénient, un peu moins anodin, est que sa pupille d'entrée est située à 19,5 mm à l'intérieur de l'objectif (la distance étant prise par rapport au sommet du premier dioptré), donc relativement loin de la position où nous aurions voulu la placer. La conséquence est que, pour garder une taille raisonnable de l'interféromètre, il faudra

¹notre détecteur fait 20 mm de diagonale, soit un demi-champ de $\pm 11,5^\circ$

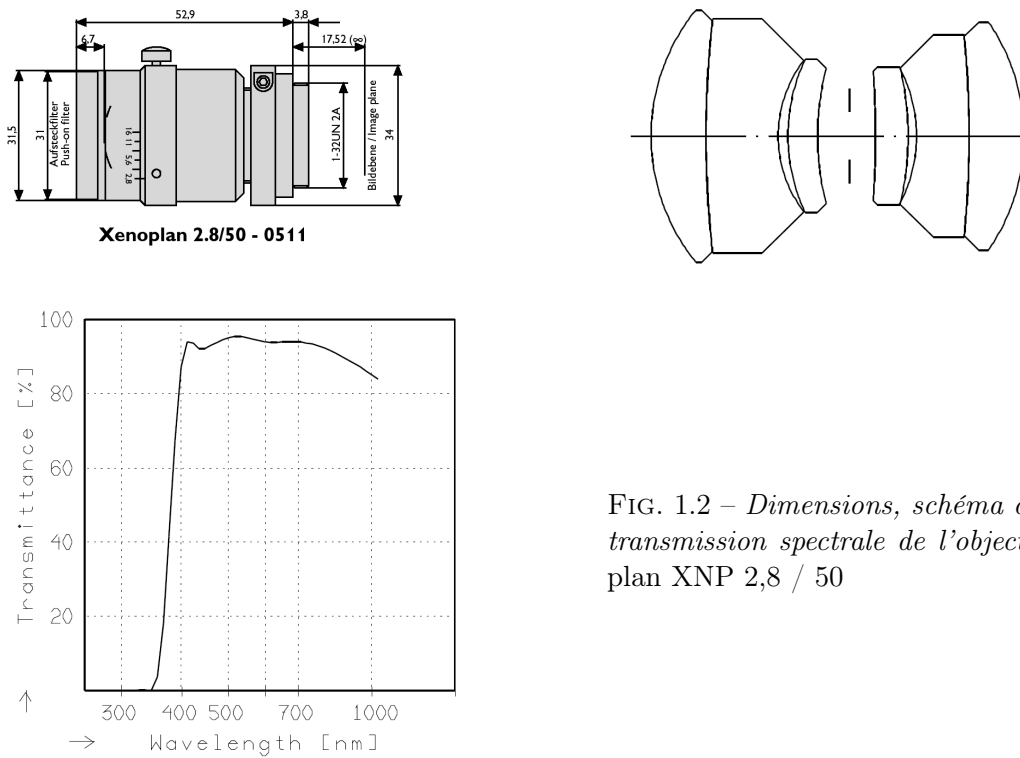


FIG. 1.2 – Dimensions, schéma optique et transmission spectrale de l’objectif Xenoplan XNP 2,8 / 50

accepter du vignettage. Enfin, le troisième défaut de cet objectif, beaucoup plus gênant, est que, s’il est corrigé des aberrations de 400 nm à 1000 nm , il ne l’est pas *simultanément* sur l’ensemble de ce domaine. Ainsi, pour les longueurs d’onde entre 400 nm et 650 nm , le plan focal image est $31,7\text{ mm}$ en arrière du dernier dioptré, mais à $32,0\text{ mm}$ pour les longueurs d’onde entre 780 nm et 1060 nm , soit une défocalisation d’environ $300\text{ }\mu\text{m}$. Cette valeur peut sembler très importante, mais on se rend compte que, pour une défocalisation de $150\text{ }\mu\text{m}$ et un nombre d’ouverture égal à 8,9, le diamètre de la tache image (dans le cadre de l’optique géométrique paraxiale) est de $17\text{ }\mu\text{m}$, c’est-à-dire qu’il reste proche de la taille d’un pixel.

La fonction de transfert de modulation pour un objet à l’infini a été mesurée sur le banc *ACOFAM* à mire à pas sinusoïdal variable de l’Institut d’Optique, mais malheureusement pas dans les conditions effectives d’utilisation. Ceci est dû au fait que nous craignons que les arêtes des dièdres, par lesquelles devait passer le faisceau, ne se révélèrent insuffisamment fines, ce qui nous aurait obligé à les contourner. Ces craintes sont finalement apparues infondées, mais la date prévue pour les vols était trop rapprochée pour nous laisser le temps de recommander des dièdres si cela s’était avéré nécessaire. Ce risque nous a fait prendre le parti de concevoir un montage dans lequel était préservée la possibilité pour le faisceau d’éviter les arêtes des dièdres. Ceci se fait tout simplement, en déplaçant l’interféromètre par rapport à la pupille, mais, pour une même taille de dièdre, le faisceau doit être plus petit, au moins à leur niveau. Dans cette éventualité, il était donc nécessaire de diminuer le champ utile, mais aussi de rapprocher la pupille de l’interféromètre, en plaçant un diaphragme supplémentaire entre l’objectif et l’interféromètre, diaphragme qui joue

alors le rôle de pupille². C'est avec un tel diaphragme que nous avons mesuré la qualité de l'objectif *Xenoplan*. Évidemment, déplacer la pupille dans un système optique en change les aberrations : les courbes de la figure 1.3 ne sont donc pas utilisables pour traiter les images que nous avons ensuite acquises, mais elles permettent malgré tout de confirmer dans une certaine mesure les valeurs annoncées par *Schneider-Kreuznach*.

Trois comportements de l'objectif ont été explorés : variation du plan de meilleure mise au point avec la longueur d'onde et avec le champ (graphiques du haut), et mesure de la fonction de transfert de modulation à différentes longueurs d'onde (graphique du bas). De ces courbes, on retrouve que, sur l'axe, les performances sont proches de celles annoncées par le concepteur³, ce qui n'est pas surprenant : sur l'axe, pour un objet à l'infini et pour une ouverture donnée, la position de la pupille a peu d'influence, tant que son image dans l'espace d'entrée n'est pas trop floue. On retrouve aussi que le chromatisme entre le domaine visible et le proche infrarouge n'a pas été replié, puisque le plan de meilleure mise au point s'éloigne progressivement avec la longueur d'onde, lentement entre 470 *nm* et 650 *nm*, puis beaucoup plus rapidement ensuite. Nous ne pouvions pas mesurer la fonction de transfert de modulation au-delà de 800 *nm*, mais il est fort probable que, entre 800 *nm* et 1 μm , le plan focal varie peu. Enfin, on constate que quand on se déplace dans le champ, l'insertion d'un diaphragme supplémentaire a de très nettes conséquences. En effet, si l'on en croit les données fournies par Schneider, la fonction de transfert de modulation est pratiquement invariante dans le champ ; or nous trouvons que, avec la nouvelle pupille, il y a à la fois de la courbure de champ et de l'astigmatisme, et de manière importante, puisque le plan focal à 800 *nm* est ramené au-delà du plan focal visible pour un objet sur l'axe. Il nous a alors semblé qu'un bon compromis serait de placer le détecteur à 16,95 *mm* de la monture, ce qui donne la troisième courbe de la figure 1.3, où l'on voit que, à toutes les longueurs d'onde, la fonction de transfert de modulation prend des valeurs acceptables.

En ce qui concerne la distorsion, nous l'avons mesurée, et trouvée négligeable, c'est-à-dire inférieure au pixel, et surtout inférieure à notre précision de mesure.

²et le diaphragme variable de l'objectif est alors ouvert au maximum

³à $f/8$, entre 450 *nm* et 650 *nm*, la fonction de transfert de modulation était annoncée à 0,93, 0,87 et 0,70 pour des fréquences spatiales égales à 10 mm^{-1} , 20 mm^{-1} et 40 mm^{-1} , et à 0,9, 0,75 et 0,65 pour des fréquences spatiales égales à 10 mm^{-1} , 20 mm^{-1} et 30 mm^{-1} entre 780 nm et 1 μm

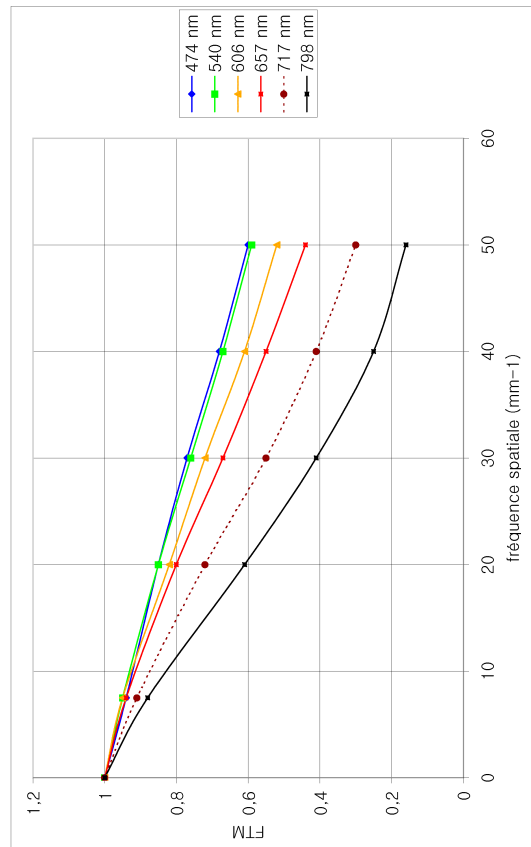
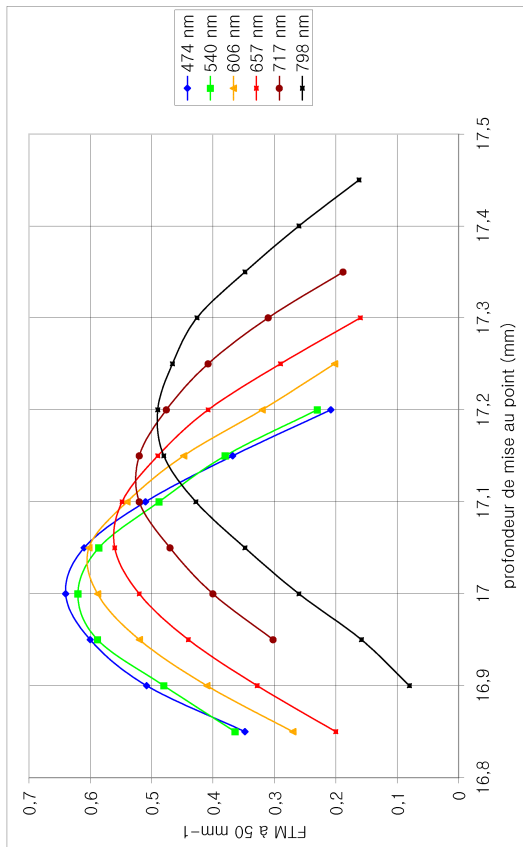
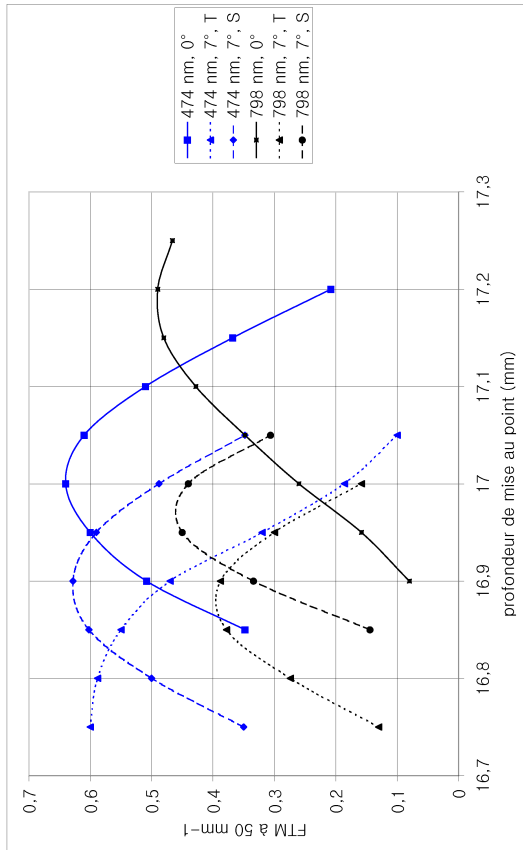


FIG. 1.3 – Mesures de la fonction de transfert de modulation de l'objectif Xenoplan XNP 2,8 / 50, avec une pupille de 5,6 mm de diamètre placée en avant de l'objectif. En haut, variation de la fonction de transfert de modulation en fonction de la distance entre la monture et le plan d'observation. Pour le graphique de gauche, le champ est nul, et pour celui de droite, la position dans le champ est de 0° ou de 7°. Dans ce dernier cas, la lettre S signifie sagittal, la lettre T tangential. Pour le graphique du bas, la distance entre la monture et le plan d'observation est fixe, égale à 16,95 mm, et le champ nul. Ce sont alors les évolutions de la fonction de transfert de modulation en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale qui ont été mesurées.

1.3 Interféromètre

L'interféromètre est bien évidemment un interféromètre de Michelson à dièdres : il est donc constitué d'une séparatrice et de deux dièdres. La question qui se pose alors est de décider si la séparatrice sera un cube séparateur ou une lame accompagnée d'une compensatrice, et si les dièdres seront creux ou pleins. En ce qui concerne la séparatrice, nous avons préféré un cube séparateur à une lame. La principale raison est que, l'assise d'un cube étant plus grande que celle d'une lame séparatrice, il est plus facile de le maintenir mécaniquement. De plus, un cube porte en lui-même à la fois la séparatrice et la compensatrice, ce qui limite le nombre de dioptries à franchir. Évidemment, la lame séparatrice et la lame compensatrice peuvent aussi être collées, mais nous n'en avons pas trouvées qui nous convenaient et qui puissent être approvisionnées à temps. C'est pour cette même raison que nous avons préféré des dièdres pleins — c'est-à-dire des prismes aux deux faces arrières aluminées — à des dièdres creux — formés de deux miroirs métalliques. En effet, il faut se rappeler que nos exigences sur la qualité des dièdres sont sévères : d'une part, leur angle doit être égal à 90° à quelques secondes d'arc près, si l'on suit la relation donnée page 99, et d'autre part leur arête doit être très propre, puisqu'elle se trouve couper le front d'onde en deux. De tels prismes en BK7 sont explicitement proposés par la société Fichou, avec une précision sur l'angle meilleure que $5''$.

Il reste enfin à déterminer la taille de ces dièdres et du cube séparateur. Cette taille dépend de l'étendue du faisceau, et de son chemin à travers l'interféromètre. Pour la déterminer, nous avons utilisé un schéma simplifié du bloc interférométrique, avec la position de la pupille, comme celui présenté figure 1.4. Ce schéma est simplifié car il ne considère qu'une géométrie plane, avec un même milieu pour tout le parcours dans l'interféromètre proprement dit, et un montage sans translation des dièdres⁴. Avec ces hypothèses, en appelant θ le demi-angle de champ dans l'air, θ' le demi-angle dans le verre, et en reprenant les notations de la figure 1.4, le vignettage par le cube et par le dièdre est évité si et seulement si :

$$2[r_0 + L \cdot \tan \theta - (2a + a') \tan \theta'] \leq a \quad (1.1)$$

$$2[r_0 + L \cdot \tan \theta - (a + a') \tan \theta'] \leq a' \quad (1.2)$$

La taille de l'interféromètre est minimisée quand ces deux inégalités deviennent des égalités, ce qui donne :

$$\begin{cases} a = 2 \frac{r_0 + L \cdot \tan \theta}{1 - 6 \tan \theta' + 4 \tan^2 \theta'} \\ a' = a(1 - 2 \tan \theta') \end{cases} \quad (1.3)$$

Prendre pour pupille celle de l'objectif revient à fixer L à environ 20 mm (voir page 124). Dans la direction des lignes (ou des colonnes) du détecteur, le demi-angle θ est égal à $8,1^\circ$, ce qui donne $\theta' = 5,4^\circ$ en supposant un milieu d'indice 1,5. Alors, pour avoir une pupille de diamètre $5,6 \text{ mm}$ ⁵, on trouve qu'il faut que a soit égal à 24 mm et a' à 20 mm . Nous avons donc choisi un cube de 25 mm de côté et des dièdres dont les faces orthogonales sont des carrés de 15 mm de côté : cela donne bien $a \approx 21 \text{ mm}$, mais, bien entendu, leur hauteur n'étant que de 15 mm , le champ dans cette direction sera réduit⁶.

⁴qui ne sera que de quelques centaines de micromètres

⁵c'est-à-dire un système ouvert à $f/9$

⁶cette direction est celle de l'arête des dièdres : le vignettage limitera donc la fauchée de l'instrument

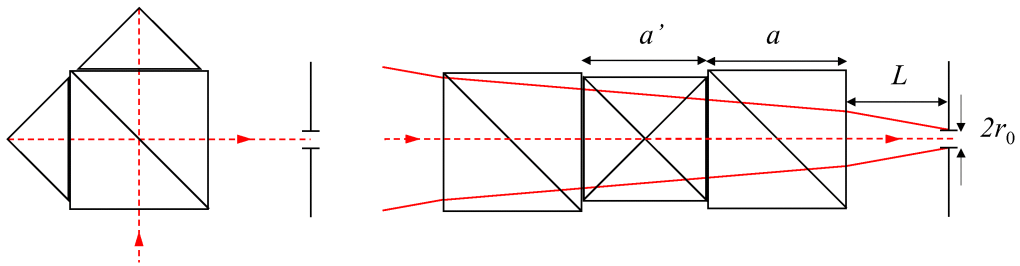


FIG. 1.4 – Schémas simplifiés (replié et déplié) du trajet dans l'interféromètre

À l'exception de la séparatrice, toutes les surfaces traversées sont traitées anti-reflets, la séparatrice étant elle pourvue d'un traitement semi-réfléchissant peu polarisant, comme on peut le constater sur la figure 1.5.

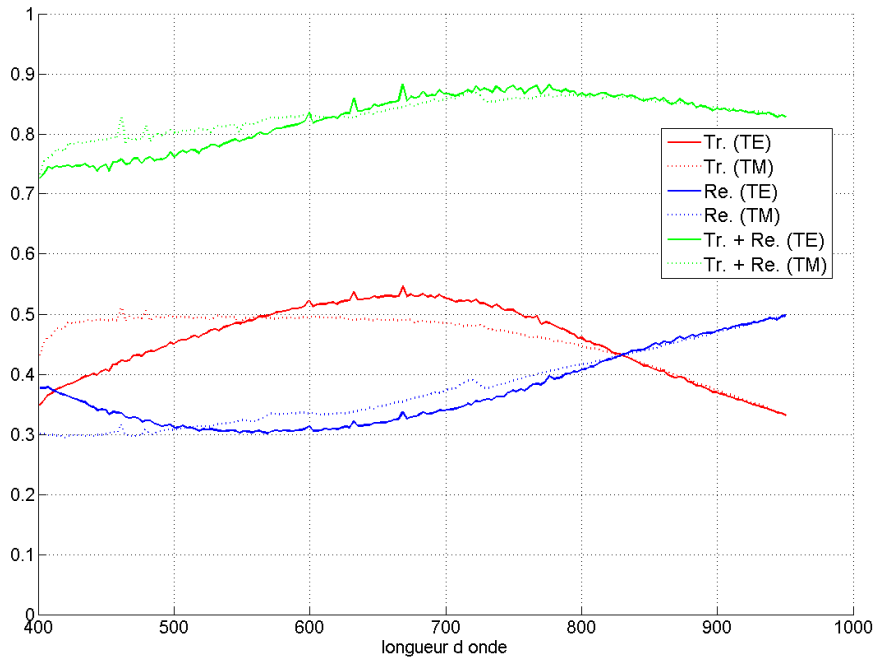


FIG. 1.5 – Transmission et réflexion mesurées du cube séparateur, pour les polarisations TE et TM

1.4 Mécanique

Les différents éléments que nous venons de décrire ne pourraient faire un instrument fonctionnel sans une mécanique d'assemblage, qui a aussi pour rôle de permettre l'insertion du spectro-imageur dans le support de *Timbre-Poste*.

1.4.1 Accrochage du spectro-imageur au fourreau de *Timbre-Poste*

Le support de *Timbre-Poste* est un cylindre d'un peu plus de 20 cm de diamètre, horizontal, ouvert à ses deux bouts. À une extrémité de ce cylindre vient se visser le cryostat de *Timbre-Poste*, en forme de demi-sphère, et dépassant donc extérieurement. Du côté intérieur au cylindre se trouve le système optique, qui vise vers le bas à travers une ouverture ménagée dans le fourreau. Un unique cylindre peut donc accueillir deux voies de type *Timbre-Poste*, une à chaque bout, ou bien, et c'est le cas qui nous concerne, une voie *Timbre-Poste* et un autre instrument.

Cette place qui nous a été proposée s'accorde naturellement avec la géométrie de notre montage, puisque l'interféromètre placé en amont du système d'imagerie tourne l'axe optique de 90° : il est donc possible de garder un encombrement similaire à *Timbre-Poste*, notre caméra prenant la place du cryostat et l'interféromètre celle du système optique, ces deux sous-ensembles étant fixés à une plaque circulaire vissée au fourreau cylindrique, comme l'illustre schématiquement la figure 1.6.

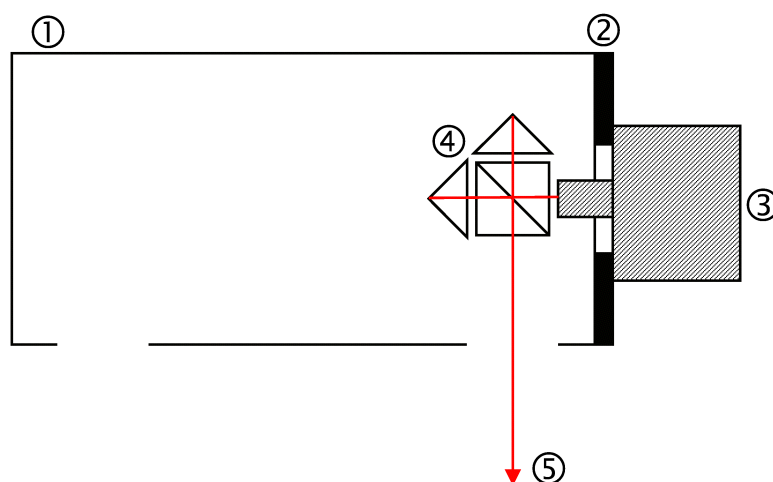


FIG. 1.6 – Principe du positionnement du spectro-imageur dans le support de *Timbre-Poste*. (1) : le fourreau de *Timbre-Poste* ; (2) : la plaque d'interface ; (3) : la caméra et son objectif ; (4) : l'interféromètre ; (5) : la direction de visée

1.4.2 Assemblage de l'interféromètre

L'interféromètre étant constitué de trois éléments (le cube séparateur et les deux dièdres), il existe au total dix-huit degrés de liberté potentiels, ce qui, fort heureusement, ne signifie pas pour autant dix-huit réglages à concevoir. Par exemple, concernant le cube séparateur, son positionnement ne requiert pas une grande précision, et il ne demande pas non plus à pouvoir être modifié. Cela limite donc les réglages aux dièdres. En raison de leur géométrie, une légère rotation de ces derniers autour de leur arête ne prête pas à conséquence, pas plus qu'un déplacement le long de cet axe. Enfin, une translation d'un des dièdres orthogonalement à son arête peut être compensée, du point de vue des franges d'interférences, par une translation perpendiculaire de l'autre dièdre. Tout ceci fait que sur les quatre degrés de liberté en translation, deux sont inutiles. Au final, il est donc suffisant de ne disposer que

de quatre réglages en rotation (deux par prisme) et de deux réglages en translation, ceux-ci pouvant ne concerner qu'un seul des prismes ou être répartis sur les deux, comme sur la figure 1.7.

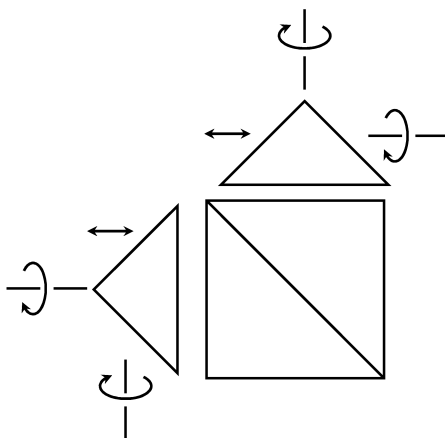


FIG. 1.7 – Degrés de liberté nécessaires pour régler l'interféromètre. Les réglages en rotation permettent d'une part de rendre parallèles l'arête d'un dièdre et le symétrique de l'arête de l'autre dièdre par rapport à la surface séparatrice, et d'autre part de contrôler la déviation de l'axe optique. Le réglage en translation d'un dièdre le long du cube a pour but d'ajuster le pas angulaire des franges d'interférences, tandis que l'autre translation, qui éloigne un des dièdres du cube, correspond au réglage de la position angulaire de la frange centrale.

Concrètement, ceci est réalisé en collant chaque dièdre sur une plaque métallique reposant sur trois points placés à angle droit. De ces points, deux sont des têtes de vis, d'où les réglages en rotation autour des deux axes perpendiculaires à l'arête du dièdre. De plus, dans la plaque supportant le prisme a été creusée une rainure en V, et deux des points d'appui viennent se loger dans cette gouttière rectiligne, ce qui autorise une translation parallèle à celle-ci, translation ajustée à l'aide d'une vis venant appuyer sur le côté du support. Deux ressorts, l'un vertical et l'autre horizontal, assurent le contact entre le support du dièdre et les points d'appui, comme le montre le schéma de droite de la figure 1.8. Pour garantir l'immobilisation de la pièce après réglages, les ressorts sont suppléés par deux vis traversant le support du dièdre, et appuyant sur celui-ci par l'intermédiaire de rondelles ressorts.

Tous ces éléments sont fixés à l'intérieur d'une boîte métallique venant se visser sur la pièce circulaire d'interface avec le fourreau de *Timbre-Poste*, et fermée par un hublot en BK7. Un schéma du montage complet est présenté sur la figure 1.9, où seuls manquent les câbles et un capot venant couvrir la caméra.

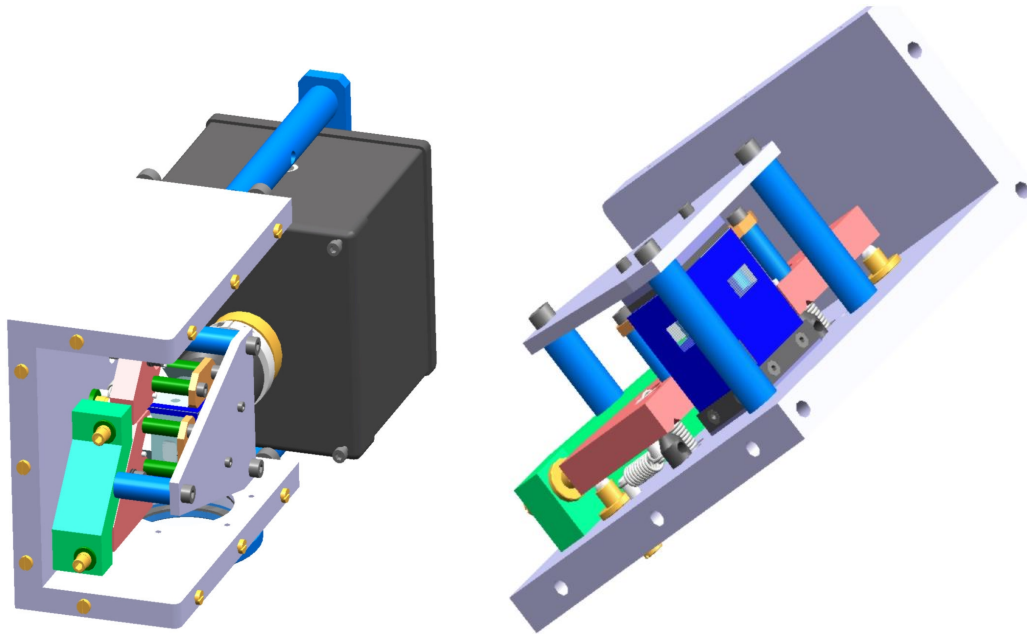


FIG. 1.8 – Montage mécanique de l'interféromètre. Les supports des dièdres sont en rose, et, au premier plan, le support des vis de réglage en translation est en vert. La figure de droite donne un autre point de vue sur le montage (sans la caméra), avec le cube séparateur entouré de diaphragmes ici représentés en bleu. On y voit les ressorts de rappel des supports de dièdres, ainsi que le débouché des rainures en V creusées dans les supports des dièdres.

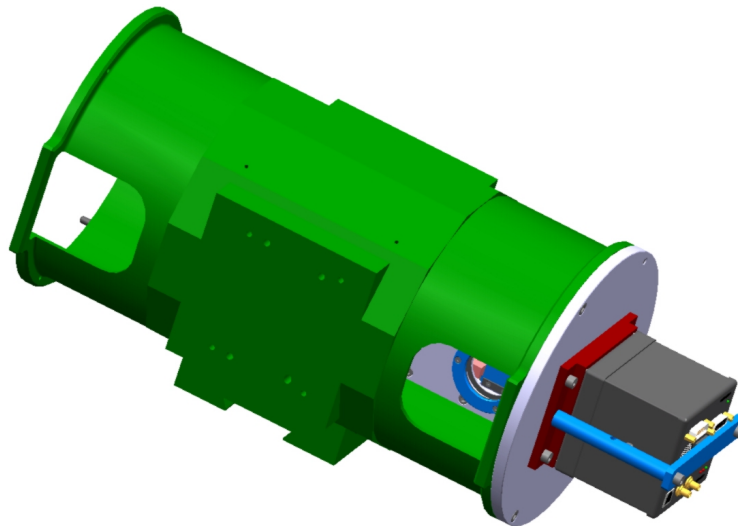


FIG. 1.9 – Le spectro-imageur dans le fourreau de Timbre-Poste. À droite, dépasse la caméra, sans son capot cylindrique, et, par l'ouverture du fourreau, on aperçoit le hublot d'entrée de l'interféromètre. Le schéma est erroné quant au fourreau, dont les surfaces plates d'interface sont à 90° de leur position réelle.

Chapitre 2

Acquisition d'images aéroportées

2.1 Introduction

Les images aéroportées ont été acquises lors d'une campagne *Timbre-Poste* menée avec le Centre d'Essais en Vol d'Istres, début octobre 2006. Deux vols nous avaient été réservés, et plusieurs plans de vol avaient été prévus, correspondant à des scènes variées et à différentes conditions de vol. Même si quelques soucis ont empêché de réaliser exactement les missions envisagées, ces deux vols ont pu avoir lieu dans des conditions satisfaisantes, permettant de ramener quelques séquences d'images de bonne qualité.



FIG. 2.1 – En haut à gauche, notre spectro-imageur installé sur la boule gyro-stabilisée, au-dessus de la trappe du Puma. Du spectro-imageur, on ne voit que le capot cylindrique noir de la caméra, sur la droite du fourreau gris de *Timbre-Poste*. À droite, une vue d'ensemble de l'hélicoptère du CEV, pris au décollage sur la figure du bas.

Ces vols sont assurés par un hélicoptère Puma, emportant une boule gyro-stabilisée au-dessus d'une trappe. C'est à cette boule qu'est accroché le fourreau cylindrique de *Timbre-Poste* emportant notre instrument, comme on peut le voir sur les images de la figure 2.1.

2.2 Réglage des paramètres instrumentaux

2.2.1 Taille des images et fréquence trame

Pour des raisons de taille de mémoire, le système d'enregistrement du signal délivré par la caméra faisait que nous étions limités à des séquences de seulement 560 images de taille 1024×1024 . Comme, avant de pouvoir reconstituer ne serait-ce qu'une ligne d'image résolue spectralement, il est nécessaire que cette ligne ait traversé la zone utile des franges d'interférences, il a été décidé d'utiliser la caméra en mode 512×512 , de sorte, avec ce format d'image réduit, il était possible d'acquérir 2240 images successives. La fréquence trame la plus élevée (30 Hz) était alors accessible, et c'est celle-ci que nous avons choisie, afin que les interférogrammes soient échantillonnés au mieux.

2.2.2 Pas des franges

Si l'hélicoptère Puma a été retenu pour embarquer *Timbre-Poste*, c'est qu'il permet d'atteindre des vitesses assez basses, avec une trajectoire d'une grande rectitude, pendant des durées de plusieurs minutes, et à des altitudes très variées. Pour les vols nous concernant, la hauteur sol était de 1200 ou 2000 m et la vitesse de 25 m.s^{-1} . Pour l'altitude la plus basse, qui est la plus contraignante, la trace au sol d'un pixel était donc d'un peu moins de 70 cm -les « super-pixels » font $28 \mu m$ de côté et la focale de l'objectif est de 50 mm environ- et l'avancée du porteur entre deux trames était de 1,2 pixel. Il fallait donc que, à la plus courte longueur d'onde, mettons 420 nm , le pas des franges fût supérieur à 2,4 pixels, ou bien supérieur à 3,7 pixels à 643 nm , qui était la longueur d'onde de notre source de référence (raie rouge du Cadmium). Nous avons pris une marge de sécurité, et avons fixé le pas des franges à un peu plus de 4 pixels à 643 nm , comme on peut le voir sur la figure 2.2. La mesure plus précise des différences de marche sera détaillée un peu plus bas (section 2.3).

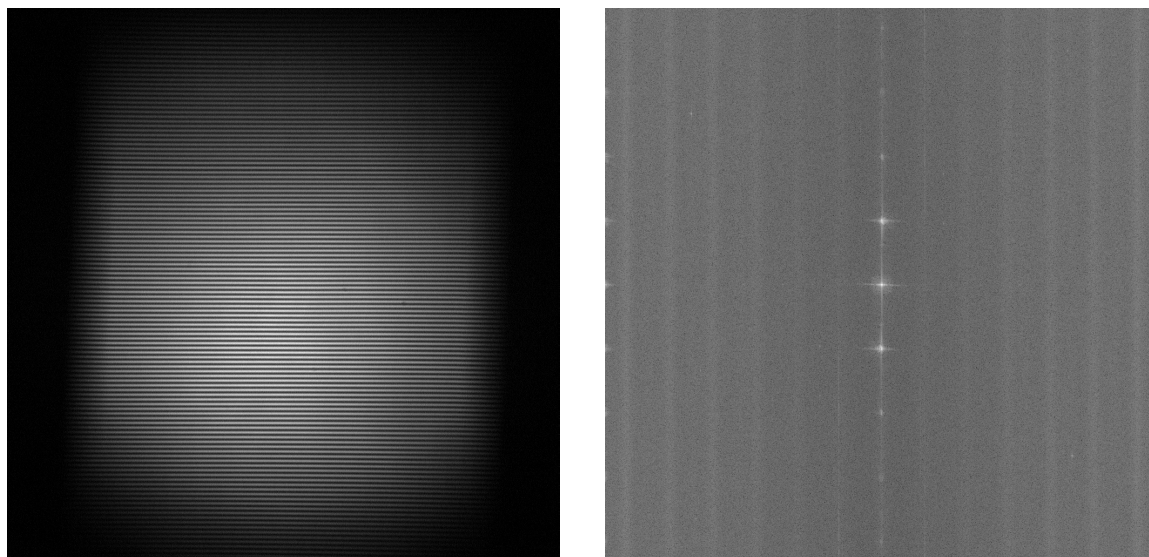


FIG. 2.2 – Franges d'interférences obtenues avec une lampe à vapeur de Cadmium (moyenne de 100 images), et, à droite, le module de sa transformée de Fourier (en échelle logarithmique) : la position du pic principal nous indique un pas de franges d'environ 8,2 pixels, en mode 1024×1024 . On note aussi la présence de pics harmoniques.

2.2.3 Réglage du gain et du temps d'intégration de la caméra

Un des points auxquels nous n'avons pas consacré suffisamment d'attention pendant la préparation de la mission a été l'adaptation des paramètres de mesure aux luminances de scène. En effet, la luminance d'une scène naturelle peut varier très fortement, selon la nature de l'objet observé et selon les conditions d'ensoleillement. En particulier, arrivés à Istres, nous avons fait les réglages préliminaires en observant par la porte du hangar un paysage éclairé par un Soleil radieux. Nous nous sommes à ce moment rendu compte qu'il était absolument nécessaire de diminuer l'ouverture de l'objectif, sous peine de saturer la caméra. Or, la pupille de l'instrument était le diaphragme que nous avons rajouté entre l'interféromètre et l'objectif, et nous n'avions pas emporté de diaphragme suffisamment petit : il a donc fallu diminuer le diaphragme de l'objectif, qui a été fermé à $f/14$. Avec une telle ouverture, la dynamique d'acquisition fournie par le gain et temps d'intégration permettaient de se conformer à la luminance de la scène. Le réglage de ces paramètres étaient faits en vol par l'opérateur, avant chaque passe. Mais cet exercice est très délicat, car il est difficile de prévoir l'amplitude des variations de luminance de la scène devant être observée.

2.3 Mesure des différences de marche

Il n'avait pas été prévu de système pour mesurer les différences de marche en vol. Elles n'ont donc été mesurées qu'au sol, dès que l'hélicoptère était rentré dans son hangar. La source utilisée était une lampe à vapeur de Cadmium, observée un travers un filtre isolant la raie rouge à 643 nm . Les franges obtenues étaient quasi rectilignes et équidistantes, mais, on voit très bien sur l'image de gauche de la figure 2.4 qu'elles ne le sont pas parfaitement. Nous avons tout de même supposé qu'elles l'étaient localement : nous avons donc divisé cette image en sous-images recouvrantes, et, pour chacune de ces sous-images, nous avons estimé que la différence marche était un plan dont nous avons déterminé les caractéristiques par une transformée de Fourier. Grâce au recouvrement des sous-images, nous évitons les sauts d'un nombre entier de longueurs d'onde, pour obtenir la cartographie en différences de marche, à 643 nm , présentée sur la figure 2.3. Le long d'une colonne, le pas est d'environ 152 nm par pixel, en mode 512×512 . La reconstitution de l'interférogramme spatial d'une raie monochromatique à 643 nm et sa comparaison avec celui mesuré (figure 2.4) attestent de la validité de la méthode retenue pour estimer les différences de marche.

2.4 Acquisition des images en vol

2.4.1 Zones survolées

Les deux vols ont eu lieu les 12 et 13 octobre 2006, par un temps couvert. Différentes zones avaient été identifiées comme intéressantes, par exemple des régions plates comme des marais salants, d'autres avec un relief plus affirmé, telle une vallée survolée dans sa largeur, d'autres encore présentant des variations brutales d'élévation, ainsi les grandes cuves de raffinerie de pétrole, ou bien des zones avec une route rectiligne ou une voie ferrée, afin d'estimer des déformations éventuelles dans les images hyperspectrales. Il avait été aussi prévu de perturber la boule gyro-stabilisée, pour simuler des conditions de vols dégradées :

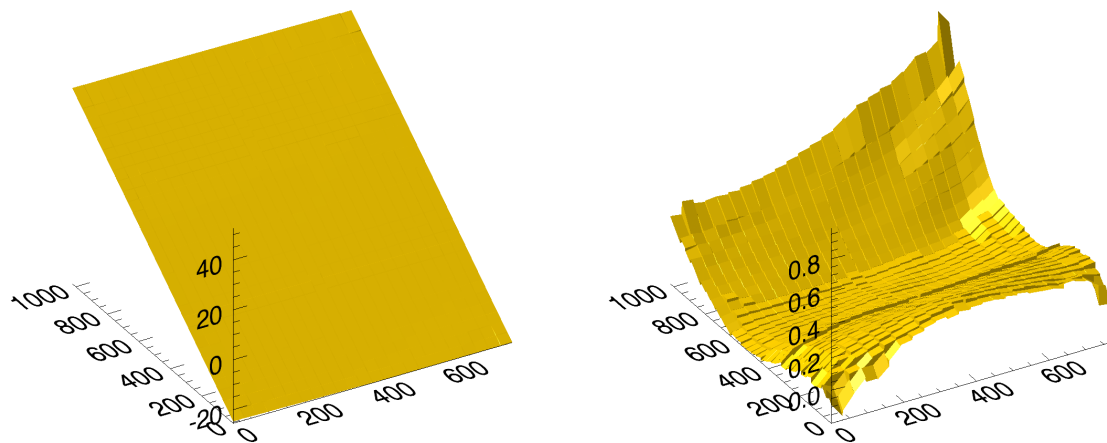


FIG. 2.3 – Cartographie des différences de marche (en micromètres) et écart au plan moyen, pour les pixels centraux (de la colonne 144 à la colonne 911 : les autres pixels sont hors du champ total). L'écart au plan moyen présente des sauts, artéfacts dus à la méthode d'estimation, mais l'amplitude de ces sauts est très faible, inférieure à 20 nm.

effectivement, plusieurs passes ont été concernées par ce dernier scénario, malheureusement de manière incontrôlée, puisqu'en raison d'un problème d'équilibrage de la boule, mais cela ne nous a pas empêchés d'acquérir des séquences exploitables, parmi lesquelles les quatre que nous présentons dans ce travail de thèse. Trois d'entre elles ont été acquises au-dessus de Salin de Giraud, au nord-ouest de Port-Saint-Louis-du-Rhône, et la quatrième au-dessus d'un dépôt pétrolier de Fos-sur-Mer. Les tableaux suivants (2.1 à 2.4) donnent pour chaque passe la hauteur sol, la vitesse sol, le gain de la caméra, la trace approximative de l'hélicoptère sur une carte *IGN*¹, une image extraite de la séquence, et enfin l'histogramme des 4096 niveaux de gris de la séquence². Nous avons affiché ces histogrammes en deux parties, la première pour les niveaux de 0 à 2047, la seconde de 2047 à 4095, afin de pouvoir adapter l'échelle verticale.

¹extraites du site www.geoportail.fr

²sur ces histogrammes, le pic autour de 100 correspond aux pixels hors du champ

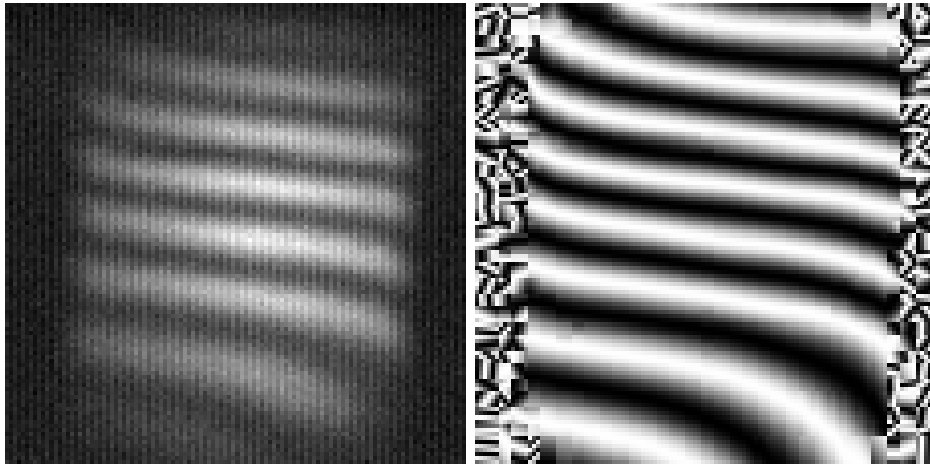
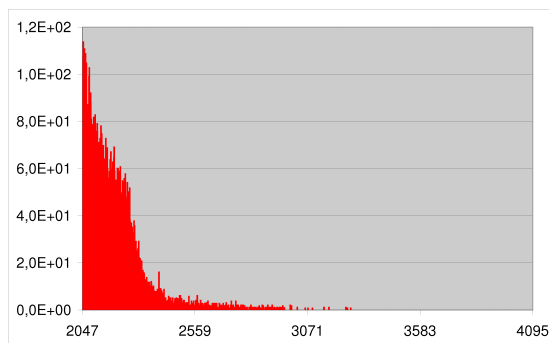
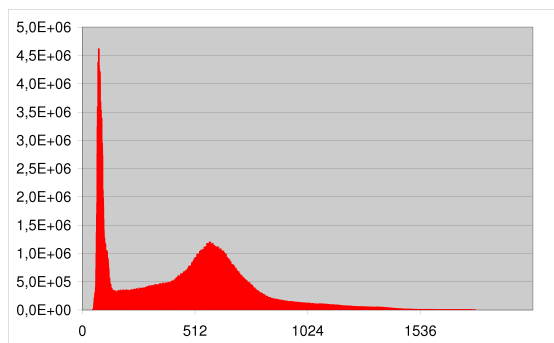
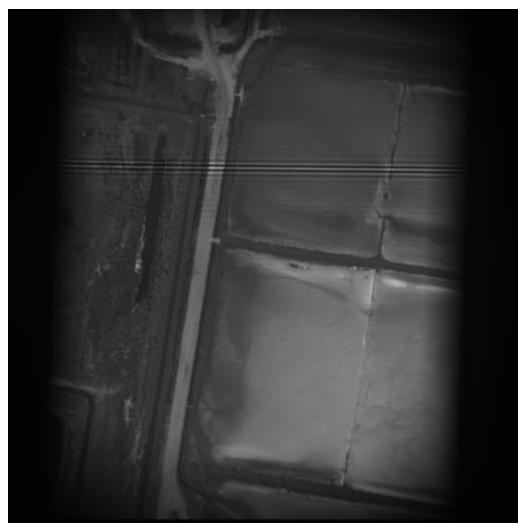
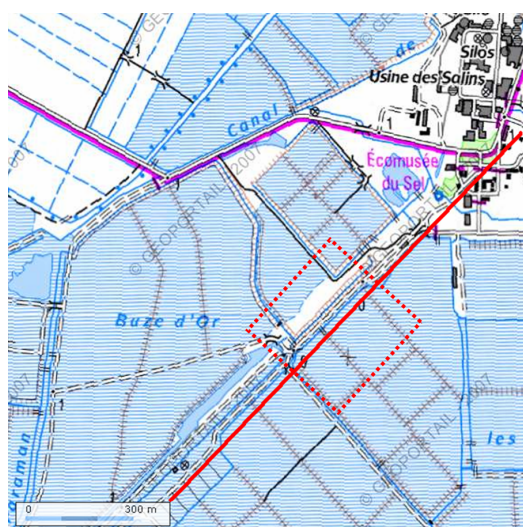


FIG. 2.4 – Interférogramme de la raie rouge d'une lampe à vapeurs de Cadmium après sous échantillonnage d'un facteur proche du pas des franges : le moiré qui apparaît est caractéristique de la déformation des franges (à droite, l'interférogramme synthétisé avec les valeurs mesurées des différences de marche)

nom de la passe : 12_12_24_26
 hauteur sol : 1200 m
 vitesse sol : 25 $m.s^{-1}$

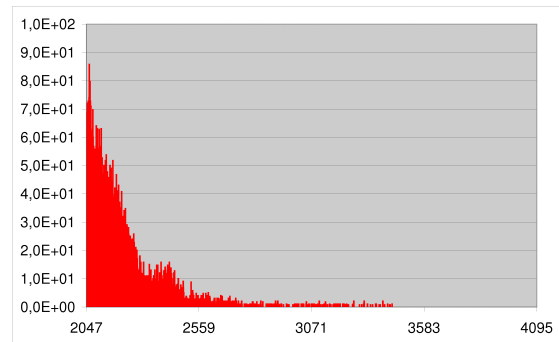
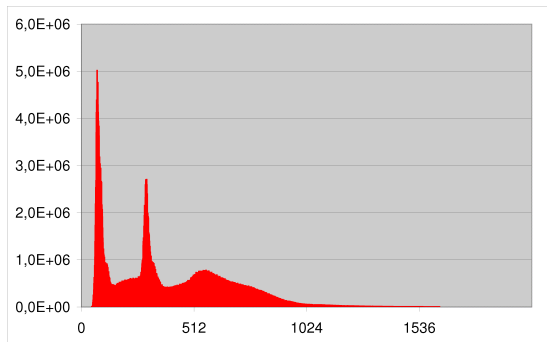
lieu survolé : Salin de Giraud
 gain de la caméra : 1



TAB. 2.1 – Description de la passe 12_12_24_26 (partie 1) : hauteur sol, vitesse sol, gain de la caméra, trace approximative de l'hélicoptère sur une carte *IGN*, exemple d'image acquise (projection en pointillés sur la carte), et histogramme des 4096 niveaux de gris de la séquence

nom de la passe : 12_12_24_26
 hauteur sol : 1200 m
 vitesse sol : 25 m.s⁻¹

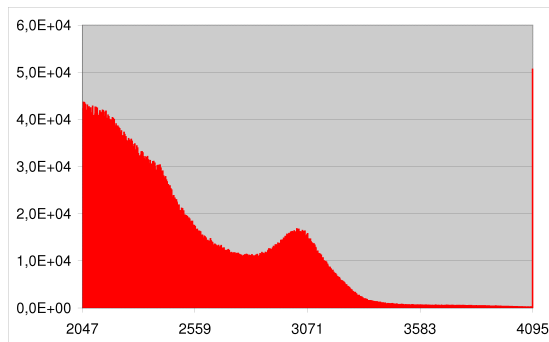
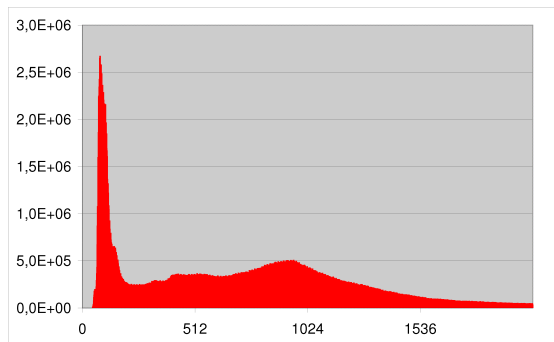
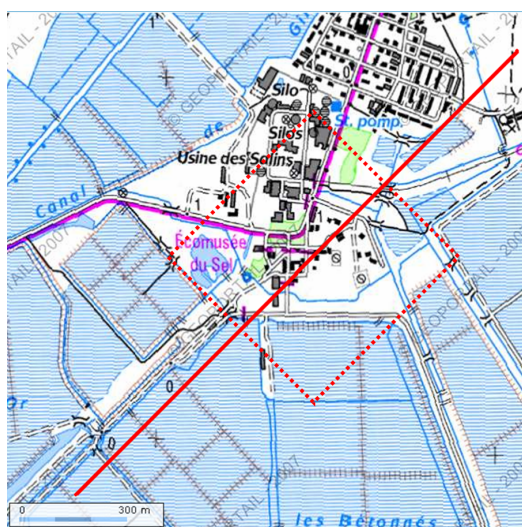
lieu survolé : Salin de Giraud
 gain de la caméra : 1



TAB. 2.2 – Description de la passe 12_12_24_26 (partie 2) : hauteur sol, vitesse sol, gain de la caméra, trace approximative de l'hélicoptère sur une carte *IGN*, exemple d'image acquise (projection en pointillés sur la carte), et histogramme des 4096 niveaux de gris de la séquence

nom de la passe : 13_09_48_10
 hauteur sol : 2000 m
 vitesse sol : 25 m.s⁻¹

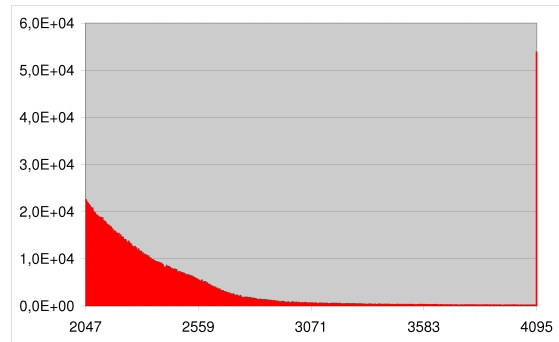
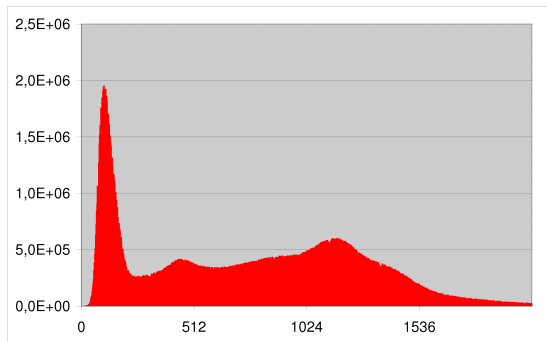
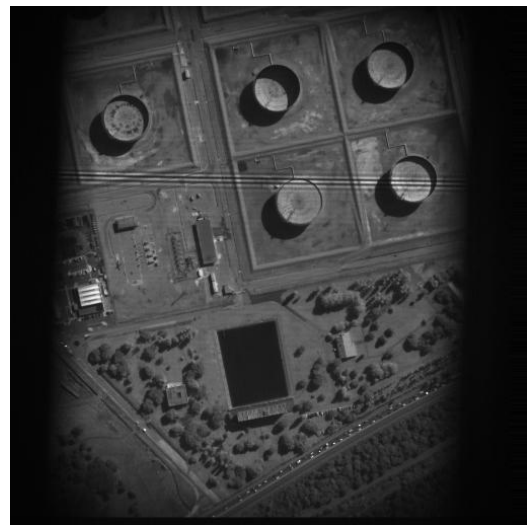
lieu survolé : Salin de Giraud
 gain de la caméra : 1



TAB. 2.3 – Description de la passe 13_09_48_10 : hauteur sol, vitesse sol, gain de la caméra, trace approximative de l'hélicoptère sur une carte *IGN*, exemple d'image acquise (projection en pointillés sur la carte), et histogramme des 4096 niveaux de gris de la séquence

nom de la passe : 13_10_07_43
 hauteur sol : 2000 m
 vitesse sol : 25 m.s⁻¹

lieu survolé : Fos sur mer
 gain de la caméra : 1



TAB. 2.4 – Description de la passe 13_10_07_43 : hauteur sol, vitesse sol, gain de la caméra, trace approximative de l'hélicoptère sur une carte *IGN*, exemple d'image acquise (projection en pointillés sur la carte), et histogramme des 4096 niveaux de gris de la séquence

2.4.2 Imperfections de mesure

En dehors des aléas de stabilisation de la boule et de choix du gain et des temps d'intégration, qui font que certaines séquences sont sous-exposées quand d'autres sont saturées, nous avons identifié trois problèmes, liés à l'instrument et indépendants de la scène et des conditions de vol.

a. Sous-échantillonnage des images

Le premier problème est un problème d'échantillonnage spatial. Ce problème était prévisible, mais, quand nous avons réglé la focalisation de l'objectif, nous avons simplement cherché à avoir l'image la plus nette, et n'avons pas eu la présence d'esprit de vérifier que le critère de Nyquist était vérifié. Or, en mode 512×512 , le sous-échantillonnage est très net, comme on peut le constater sur les images de la figure 2.5. Ce sous-échantillonnage limitera les performances d'un estimateur de mouvement, et il sera sûrement gênant à l'étape de rééchantillonnage, étape qui permet de superposer toutes les images sur une grille commune (voir le chapitre suivant, *Traitements des images aéroportées*).

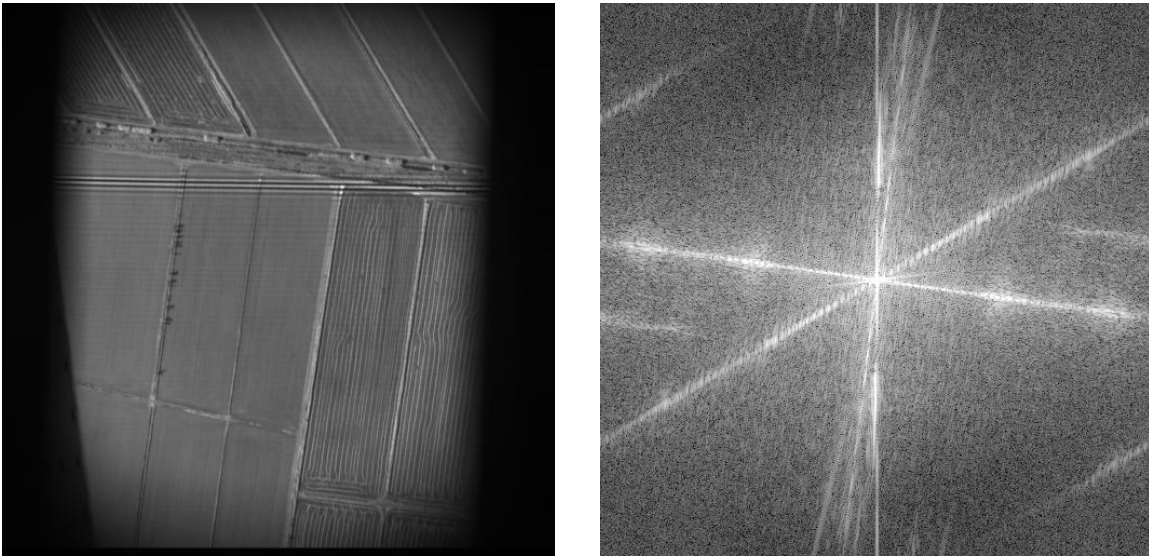


FIG. 2.5 – Un exemple d'image montrant le sous-échantillonnage et le repliement de spectre. À gauche, l'image, et à droite, sa transformée de Fourier (en échelle logarithmique).

b. Déplacement des franges d'interférences

Le deuxième problème est la sensibilité de l'interféromètre aux variations thermiques. Celles-ci sont loin d'être négligeables, entre un hangar chauffé par un Soleil méditerranéen et un vol à 2000 m d'altitude, et il est apparu que l'interféromètre y était fort sensible. La conséquence est que les franges d'interférences se sont déplacées, aussi bien en vol qu'au retour de la mission, au moment où nous acquérons les images de la source monochromatique de référence. C'est ce que montre la figure 2.6, où ont été tracés des profils des images

acquises. Le graphique de gauche a été réalisé en prenant deux séquences du même vol, et en faisant, pour ces deux séquences, la moyenne de toutes les images. De cette manière, l'information spatiale disparaît presque totalement, mais les franges d'interférences restent elles bien marquées, et c'est un profil de ces franges que nous affichons. Leur déplacement est incontestable, et il l'est tout autant sur la courbe de droite, qui correspond à des images prises au sol avec la raie rouge du cadmium, à un peu plus de trois minutes d'intervalle. Entre les vols et le retour au sol, le déplacement de la frange centrale est de plusieurs pixels, mais nous n'avons pas déterminé s'il s'agit simplement d'un déplacement d'ensemble des franges, ou si ce déplacement s'accompagne d'une déformation. Il n'en reste pas moins que cette variation temporelle et non contrôlée des différences de marche sera une source supplémentaire de bruit sur les spectres.

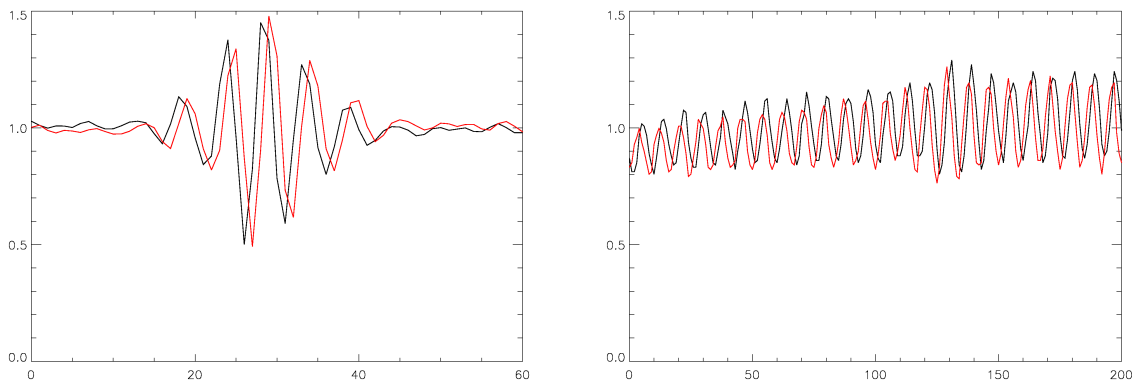


FIG. 2.6 – Profils d'images prises à des instants différents et montrant le déplacement des franges d'interférences

c. Images parasites

Le troisième problème, et qui n'est pas le moindre, est l'existence d'une image parasite, que l'on distingue très nettement sur certaines images, comme celle de la figure 2.7. Cette image parasite est symétrique de l'image nominale selon un axe pratiquement parallèle aux franges, et se déplace donc en sens inverse. Son origine la plus vraisemblable est une réflexion non désirée sur une des surfaces du cube. Cette réflexion, anodine en soi, est rendue très gênante par la présence de l'interféromètre. En effet, ce dernier rétro-réfléchit la moitié du flux incident : une seule réflexion parasite suffit donc à renvoyer de la lumière vers le détecteur, quand deux sont nécessaires dans les systèmes d'imagerie traditionnels.

Cette image parasite est une source majeure de bruit. En effet, alors que le signal utile n'est que l'écart au signal moyen, l'image parasite crée un bruit proportionnel aux variations spatiales du signal moyen, qui peuvent avoir une très grande amplitude. Pour la supprimer, on peut agir sur la cause première, en reprenant les traitements anti-reflets, mais une autre solution est de tourner le champ afin de séparer angulairement l'image parasite de l'image nominale, ou bien encore d'éviter l'arête des dièdres.

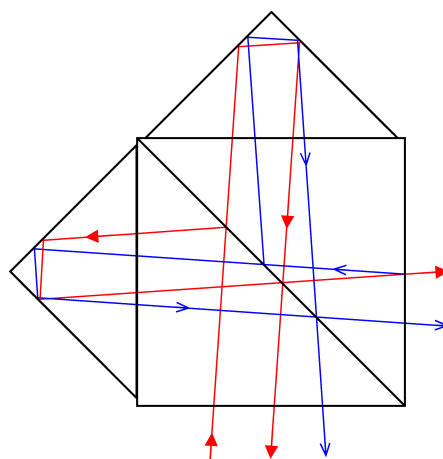
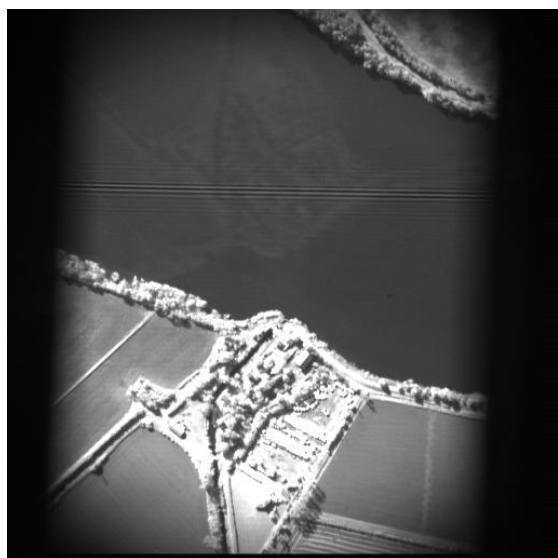


FIG. 2.7 – Mise en évidence de l'existence d'une image parasite par adaptation de la dynamique de visualisation. À droite, l'origine de cette image parasite, par réflexion sur la face de sortie du cube (les rayons nominaux sont en rouge, les rayons parasites en bleu)

Chapitre 3

Traitements des images aéroportées : obtention d'images résolues spectralement

LA transformation d'une séquence d'images aéroportées en une image hyperspectrale peut être divisée en trois grandes étapes. La première consiste à placer l'ensemble des images de la séquence dans un repère commun, afin d'être capable d'associer à un point au sol son interférogramme. La deuxième est la conversion de ces interférogrammes en spectres, spectres dont l'étalonnage est l'objet de la troisième étape. Cette dernière étape, qui revient à corriger les spectres de façon à masquer l'influence du système d'acquisition, pourrait idéalement se limiter à la prise en compte de la transmission spectrale du système, de la sensibilité spectrale du détecteur et de la fonction de transfert de modulation de l'objectif, comme expliqué au chapitre 3 de la partie II. Cependant, comme nous n'avons pas mesuré ces caractéristiques du système, et que, de surcroît, notre instrument était entaché d'autres défauts, nous n'avons pas appliqué ces corrections aux images présentées dans cette thèse.

3.1 Recalage des images

Le recalage d'images est un vaste domaine, dont nous ne prétendons aucunement être spécialiste : nous nous contenterons donc d'exposer le traitement que nous avons utilisé, sachant que notre ambition s'est limitée à en développer un à notre portée, sans chercher à évaluer précisément sa robustesse, ni à savoir s'il était optimal.

3.1.1 Principe de la méthode

a. Modèle de transformation

Pour développer un outil de recalage d'images, il faut commencer par définir un modèle de déformation des images, puis chercher une méthode pour en évaluer les paramètres. Dans notre cas, nous avons supposé que la scène était plane et invariante pendant la durée de l'acquisition. Sous ces hypothèses, un modèle global permet de décrire la transformation à appliquer entre les images de la séquence. Ce modèle, sous une forme très générale, correspond aux mouvements du système d'acquisition (les trois translations et les trois rotations

que sont le tangage, le roulis et le lacet) et à la relation de conjugaison du système d'imagerie, prenant en compte s'il y a lieu la distorsion. Les caractéristiques de l'objectif étant fixes, les seuls paramètres variables du modèle sont donc les six paramètres du mouvement du porteur. Cette approche a l'avantage d'être très bien reliée à la géométrie réelle d'acquisition des images, et de plus, il est assez facile de composer ces transformations¹. Ce modèle n'est par contre pas linéaire, ce qui complique sa mise en œuvre. C'est pourquoi, considérant que les conditions de vol étaient très bonnes, c'est-à-dire que l'hélicoptère avait une trajectoire très droite, à altitude quasi constante, et que la boule gyro-stabilisée limitait grandement les amplitudes des rotations de l'instrument, qui visait pratiquement au nadir, nous nous sommes contentés d'une transformation linéaire, à six paramètres par image. Cela signifie que, si un point au sol correspond au pixel (x_{ref}, y_{ref}) dans l'image *ref*, ce même point correspondra au pixel (x_j, y_j) dans l'image *j*, avec :

$$\begin{pmatrix} x_j \\ y_j \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_j & b_j & tx_j \\ c_j & d_j & ty_j \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{ref} \\ y_{ref} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

b. Gestion d'une longue séquence d'images

Comme nous l'avons signalé dans la note de bas de page du paragraphe précédent, notre méthode de recalage est entièrement basée sur du traitement d'images, en comparant l'information commune contenue dans deux images différentes. Ceci n'a évidemment de sens que si ces deux images se recouvrent, au moins partiellement. De là vient notre choix de définir, dans la séquence totale d'images, des paquets d'images, de même taille, et se recouvrant. La première image de chaque paquet constitue, pour les autres images du paquet, une image de référence sur laquelle on les recalc. Le recouvrement des paquets assure que, de proche en proche, on est capable de recalculer toutes les images de la séquence avec la première.

c. Détermination des paramètres de recalage par estimation de translations locales

Parmi les différentes transformations que peut subir une image, la plus simple à estimer est probablement la translation. Or, lorsque l'on a deux images à recalculer entre elles, par exemple l'image *j* à recalculer avec l'image *ref*, il est possible de voir la déformation de la première par rapport à la seconde comme un champ de translations : la translation $\vec{\tau}_j^i$ associée à un pixel (x_{ref}^i, y_{ref}^i) de l'image *ref* est celle qui permet de retrouver dans l'image *j* le même point de la scène (ceci est illustré par la figure 3.1). Par exemple, avec le modèle que nous avons utilisé (équation 3.1), ces translations s'écrivent :

$$\vec{\tau}_j^i = \begin{pmatrix} \tau x_j^i \\ \tau y_j^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_j^i - x_{ref}^i \\ y_j^i - y_{ref}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (a_j - 1).x_{ref}^i + b_j.y_{ref}^i + tx_j \\ c_j.x_{ref}^i + (d_j - 1).y_{ref}^i + ty_j \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

À condition de mesurer ces translations en un nombre de points suffisant (au moins six, puisque l'on a six paramètres indépendants), on peut résoudre le problème inverse pour

¹cette méthode permet aussi de recalculer les images uniquement à partir des données d'attitude du porteur, sans avoir à chercher l'information du déplacement dans l'image. Mais comme ces données de la ligne de visée nous manquaient quand nous avons traité les données, nous avons cherché une méthode de recalage basée uniquement sur l'information contenue dans les images.

obtenir les paramètres de la transformation. Il est en outre tout à fait raisonnable de supposer qu'en l'absence de relief ce champ varie lentement, ce qui veut dire que l'on peut, en estimant la translation entre des sous-images de l'image *ref* et les mêmes sous-images de l'image *j*, déterminer les paramètres $tx_j, a_j, b_j, ty_j, c_j$ et d_j .

Notre algorithme de recalage d'images sera donc scindé en deux étapes. La première sera, pour chaque paquet d'images, la détermination des translations entre les sous-images de l'image de référence et les sous-images des autres images du paquet. La seconde étape consistera à retrouver les paramètres du mouvement à partir de ces translations. Ces deux étapes sont détaillées dans les pages qui suivent.

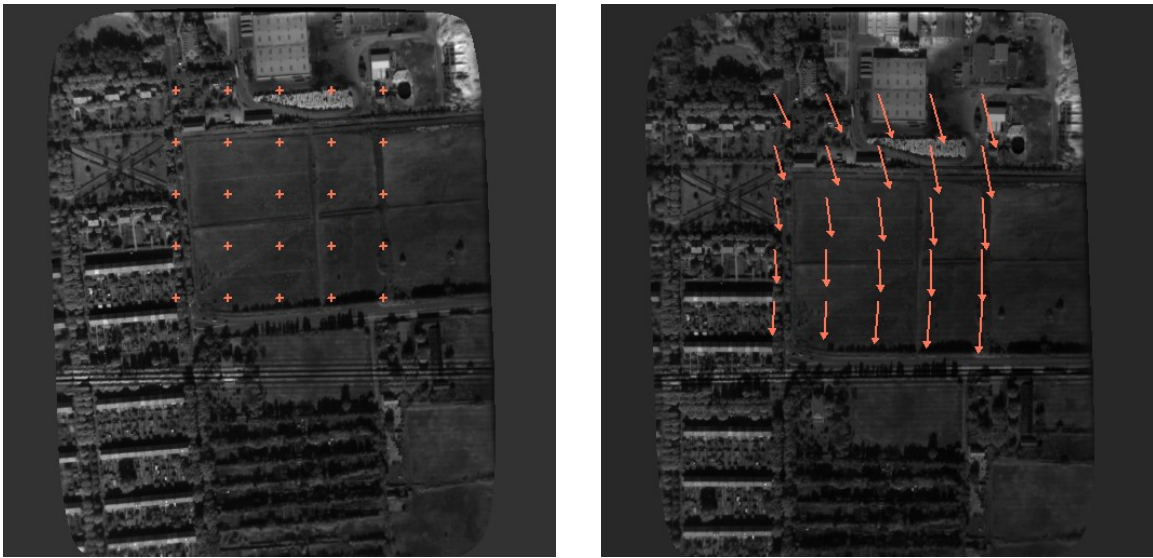


FIG. 3.1 – Exemples de translations locales mesurées entre deux images : à gauche, l'image de référence, dont ont été extraites des sous-images centrées sur les croix ; à droite, la quarantième image suivant celle de référence dans la séquence. Les flèches des vecteurs indiquent la position estimée dans cette image des centres des zones extraites de l'image de référence. C'est parce que le déplacement entre deux images consécutives est faible que l'on peut de proche en proche estimer des écarts importants.

3.1.2 Estimation des translations

L'évaluation de la translation entre deux images se fait très classiquement par passage dans l'espace de Fourier. En effet, si I_1 et I_2 sont deux images se déduisant l'une de l'autre par une simple translation \vec{t} , alors, dans l'espace des fréquences spatiales, la phase du produit hermitien des transformées de Fourier de I_1 et I_2 est un plan déterminé par \vec{t} :

$$I_2(\vec{r}) = I_1(\vec{r} - \vec{t}) \Rightarrow \frac{\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*}{|\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*|}(\vec{\nu}) = e^{+2i\pi\vec{\nu} \cdot \vec{t}} \quad (3.3)$$

La transformée de Fourier de ce produit normalisé est donc une distribution de Dirac en \vec{t} :

$$TF \left[\frac{\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*}{|\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*|} \right] (\vec{r}) = \delta(\vec{r} = \vec{t}) \quad (3.4)$$

Un estimateur de la translation pourrait donc ainsi être le vecteur \vec{t} qui maximise cette transformée de Fourier :

$$\vec{t} = \operatorname{argmax} \left\{ TF \left[\frac{\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*}{|\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*|} \right] (\vec{t}) \right\}$$

L'estimateur que nous avons utilisé diffère légèrement de cette expression sur deux points. Le premier est que, les images étant évidemment de taille finie et échantillonnées, nous les avons multipliées par une fenêtre de Hanning, pour éviter les transitions brusques qui pourraient apparaître lors de la périodisation. Le second point est que nous avons pondéré les fréquences spatiales du produit normalisé des transformées de Fourier, d'une part en multipliant ce produit par une fenêtre de Hanning (ce qui revient à accorder moins de confiance aux hautes fréquences, probablement plus bruitées), et d'autre part en appliquant un masque binaire coupant les fréquences où se manifestent nettement les franges d'interférences. En effet, ces franges ne se déplacent pas avec la scène, et elles sont par conséquent susceptibles de biaiser l'estimateur.

La fiabilité de cet estimateur est d'autant meilleure que les deux images à comparer sont proches. C'est pour cela que, dès qu'il s'agit de l'appliquer à des sous-images extraites d'images plus grandes, nous l'appliquons deux fois successivement : le résultat de la première estimation, arrondi au pixel le plus proche, nous indique la position de la sous-image à extraire de l'image à recalibrer, afin qu'elle corresponde au pixel près à la sous-image de l'image de référence. Une seconde estimation de la translation est alors effectuée entre ces deux sous-images, ce qui donne une très bonne précision à l'estimation, généralement bien inférieure au pixel. On peut voir sur la figure 3.2 une illustration expérimentale de cette méthode.

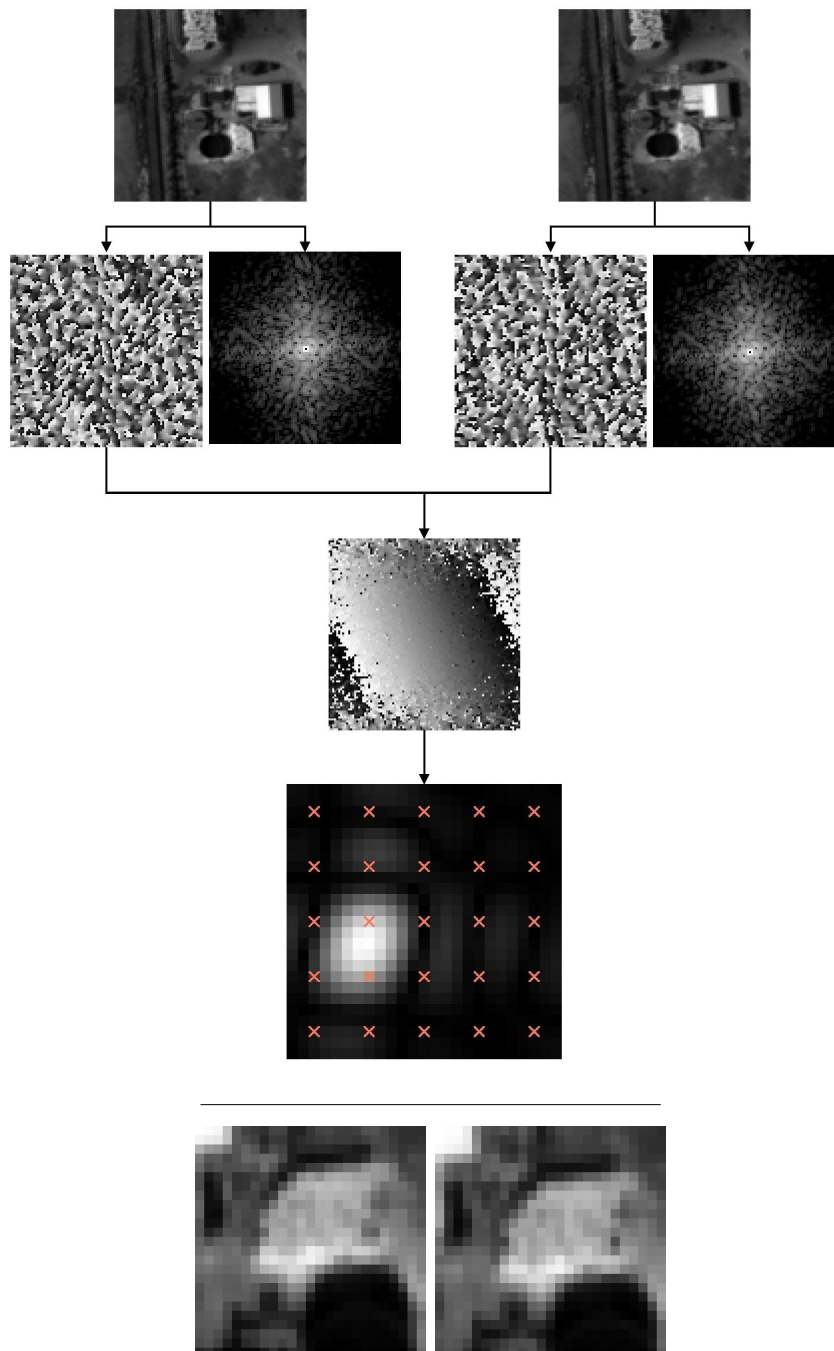


FIG. 3.2 – Exemple d'estimation d'une translation. Les deux images sont celles du haut avec, au-dessous, le module et la phase de leur transformée de Fourier. En faisant la différence des phases, on retrouve un plan. La transformée de Fourier de ce plan de phase est un pic centré sur la valeur de la translation. Sur la figure, cette transformée de Fourier a été calculée autour de zéro, avec un pas de 0,2 pixels (les croix rouges correspondent à un nombre entier de pixels) : on trouve ainsi une translation d'environ un pixel horizontalement et d'un demi pixel verticalement. C'est bien ce que l'on retrouve en comparant directement un détail des deux images (images du bas).

3.1.3 Estimation des paramètres globaux du mouvement des images : superposition des images d'une séquence

Intéressons nous à l'évaluation des paramètres tx_j , a_j et b_j : pour chaque image j , on a mesuré les translations τx_j^i selon x des points $\begin{pmatrix} x_{ref}^i \\ y_{ref}^i \end{pmatrix}$ de l'image de référence. D'après l'équation 3.2, ces translations sont reliées aux paramètres tx_j , a_j et b_j par la relation linéaire suivante :

$$\begin{pmatrix} \tau x_j^1 \\ \vdots \\ \tau x_j^i \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{ref}^1 & y_{ref}^1 & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x_{ref}^i & y_{ref}^i & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_j - 1 \\ b_j \\ tx_j \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Cette équation peut être résolue d'une manière que nous qualifierons de « directe », en calculant la pseudo-inverse de la matrice : cette solution est celle des moindres carrés. Mais on peut aussi obtenir une estimation plus raffinée du mouvement des images, en appliquant un filtre de Kalman. Le filtre de Kalman permet d'utiliser une information *a priori* sur l'évolution des paramètres : il utilise donc deux équations, la première, l'équation de *mesure*, indique le lien entre les paramètres à estimer et les mesures. La seconde équation, l'équation d'*état*, est celle décrivant l'évolution attendue des paramètres entre les images $j-1$ et j . Pour nous, cet *a priori* est que l'accroissement des paramètres est constant dans le temps. Pour traduire cette hypothèse mathématiquement, il est nécessaire de faire apparaître explicitement ces taux d'accroissement. À chaque image j nous associerons donc douze paramètres : a_j , b_j , tx_j , c_j , d_j , ty_j , et aussi a'_j , b'_j , tx'_j , c'_j , d'_j et ty'_j . Les paramètres a_j , b_j et tx_j d'un côté, et de l'autre c_j , d_j et ty_j étant découplés², on peut les traiter séparément : nous ne considérerons donc dans la suite que les premiers, sachant que tout ce qui suit pourra être appliqué aux seconds. On obtient alors les expressions suivantes pour les équations d'état et de mesure :

équation de mesure : (3.6)

$$\begin{pmatrix} \tau x_j^1 \\ \vdots \\ \tau x_j^i \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{ref}^1 & y_{ref}^1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_{ref}^i & y_{ref}^i & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_j - 1 \\ b_j \\ tx_j \\ a'_j \\ b'_j \\ tx'_j \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \omega_j^1 \\ \vdots \\ \omega_j^i \\ \vdots \end{pmatrix}$$

équation d'état : (3.7)

$$\begin{pmatrix} a_j - 1 \\ b_j \\ tx_j \\ a'_j \\ b'_j \\ tx'_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & | & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & | & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & | & 0 & 0 & 1 \\ \hline 0 & 0 & 0 & | & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & | & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & | & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_{j-1} - 1 \\ b_{j-1} \\ tx_{j-1} \\ a'_{j-1} \\ b'_{j-1} \\ tx'_{j-1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Omega_j^{a'} \\ \Omega_j^{b'} \\ \Omega_j^{tx'} \end{pmatrix}$$

²en réalité, ils ne le sont pas totalement, car le bruit affectant ces deux ensembles de paramètres peut ne pas être décorrélé, mais nous n'avons pas tenu compte de ce lien éventuel

Les vecteurs $\vec{\omega}_j$ et $\vec{\Omega}_j$ représentent respectivement le bruit sur la mesure et l'erreur sur l'hypothèse *a priori*. C'est là que réside la principale difficulté d'implantation du filtre de Kalman, puisque, pour établir le compromis entre confiance dans les mesures et confiance dans le modèle prédictif, elle demande la connaissance des matrices de covariance associées à ces bruits. L'idée directrice que nous avons suivie pour évaluer ces matrices de covariance est de mettre à profit la possibilité d'effectuer une estimation directe des paramètres a_j , b_j et tx_j pour l'ensemble des images j du paquet d'images, avant d'appliquer le filtre de Kalman. Plus précisément, après avoir évalué ces paramètres de manière directe, on peut en déduire les translations « théoriques » correspondantes. Nous avons alors supposé que l'écart entre ces translations et celles mesurées était représentatif du bruit sur la mesure, et nous avons pris pour matrice de covariance du bruit de mesure la matrice diagonale dont les éléments diagonaux sont égaux à la variance correspondant à chaque sous-image.

La procédure d'évaluation du bruit du modèle suit la même idée : grâce à la résolution directe du problème, nous avons une première estimation des paramètres a_j , b_j et tx_j . Le modèle d'état choisi est que la « vitesse » de ces paramètres est constante, ou plutôt que leur accélération est le bruit $\vec{\Omega}_j$. Or l'accélération de a_j , par exemple, est immédiatement calculable : c'est $a_{j+1} + a_{j-1} - 2a_j$. Pour l'application du filtre de Kalman, nous avons là aussi choisi pour matrice de covariance du bruit de modèle une matrice diagonale dont les éléments diagonaux correspondant aux erreurs sur les vitesses sont donnés par la moyenne du carré des accélérations calculées. Sur la figure 3.3, on a représenté de manière schématique l'enchaînement des traitements aboutissant à l'estimation de ces deux matrices de covariance.

Il est sûr que l'on peut critiquer cette méthode d'évaluation du bruit de modèle, notamment parce qu'elle interprète comme accélération effective des paramètres ce qui peut n'être que le bruit affectant notre estimation directe. Pour atténuer ce défaut, nous appliquons une seconde fois le filtre de Kalman, les paramètres initiaux étant cette fois-ci calculés d'après les résultats du premier filtrage de Kalman, et non plus d'après les résultats issus de l'estimation « directe ».

3.2 Passage des interférogrammes aux spectres. Images hyperspectrales.

Grâce à l'étape précédente, nous pouvons dorénavant rééchantillonner l'ensemble des images dans un repère unique (par exemple celui défini par la première image) : on peut donc calculer l'interférogramme associé à chaque point de ce repère commun, à condition évidemment d'accompagner chaque image de sa carte des différences de marche. Pour chaque image de la séquence, il y a donc deux rééchantillonnages à effectuer avec les mêmes paramètres : le premier est celui de l'image proprement dite, le second est celui de la cartographie des différences de marche calculée au paragraphe 2.3.

À partir de ce moment, les traitements se font pixel par pixel, et il s'agit uniquement de transformer l'interférogramme du pixel en un spectre. Ceci se fait à l'aide d'une transformée de Fourier, mais la difficulté est que les interférogrammes ne sont pas régulièrement échantillonnés en différence de marche. Plusieurs possibilités s'offrent alors à nous : ce serait par

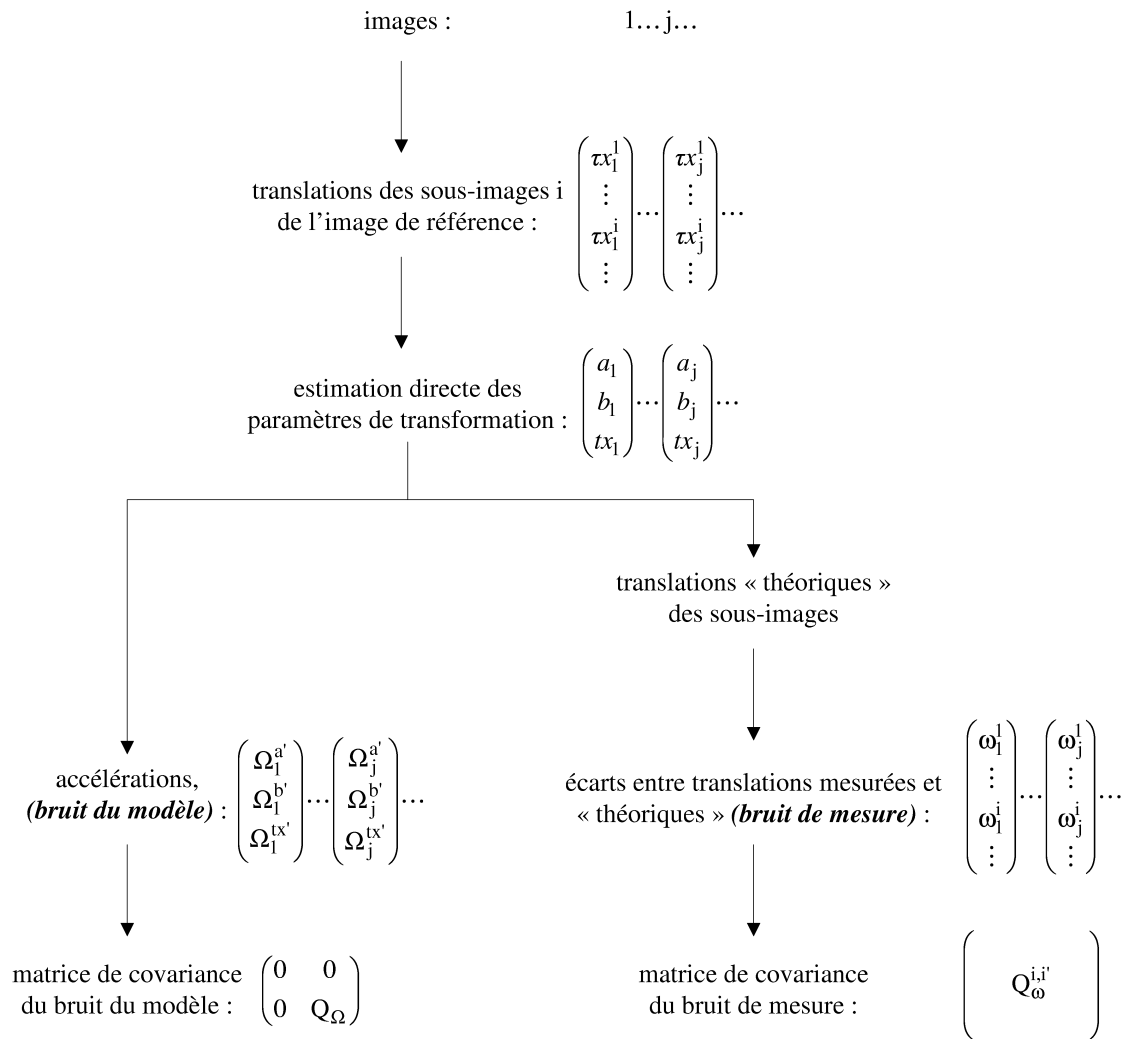


FIG. 3.3 – Procédure d'estimation des matrices de covariance du bruit de modèle et du bruit de mesure nécessaires pour l'application du filtre de Kalman. Dans la pratique, nous n'avons gardé que la diagonale de ces matrices.

exemple de simplement calculer l'intégrale de Fourier par une méthode simple d'intégration, par exemple la méthode des trapèzes. Ce pourrait être aussi l'utilisation d'un algorithme expressément conçu pour les cas d'échantillonnage irrégulier, comme celui décrit par Press *et al.*, p. 578. La solution que nous avons retenue est de rééchantillonner l'interférogramme sur une grille régulière, commune à tous les pixels : on peut alors appliquer l'algorithme de transformée de Fourier rapide. Toutefois, avant de calculer cette transformée de Fourier, nous divisons l'interférogramme par sa *ligne de base*, c'est-à-dire par ses variations très basses fréquences. Nous savons en effet que, si la mesure était parfaite, cette composante basses fréquences serait nulle. Pourtant, elle existe bel et bien, et nous avons jugé qu'elle avait un effet multiplicateur plutôt qu'additif. Cette correction étant faite, on calcule donc la transformée de Fourier complexe du signal. Comme nous avons choisi de ne considérer

que des interférogrammes symétriques en différence de marche³, prendre le module de la transformée de Fourier nous affranchirait des problèmes de chromatisme ou de mauvaise estimation de l'origine des différences de marche, mais la contrepartie est un biais dès que le bruit affectant le spectre a des valeurs comparables au signal. Pour éviter cet inconvénient, nous avons corrigé la phase du spectre en en faisant une approximation par un modèle polynomial d'ordre trois sur la plage utile du spectre, c'est-à-dire entre 10000 cm^{-1} et 22000 cm^{-1} (soit entre 454 nm et $1\text{ }\mu\text{m}$), et, après cette correction de phase, nous en avons pris la partie réelle. Toutes ces étapes sont résumées sur la figure 3.4.

³la différence de marche maximale retenue est de $22,5\text{ }\mu\text{m}$, ce qui donne une cinquantaine de bandes spectrales utiles, et une résolution spectrale de l'ordre de 440 cm^{-1}

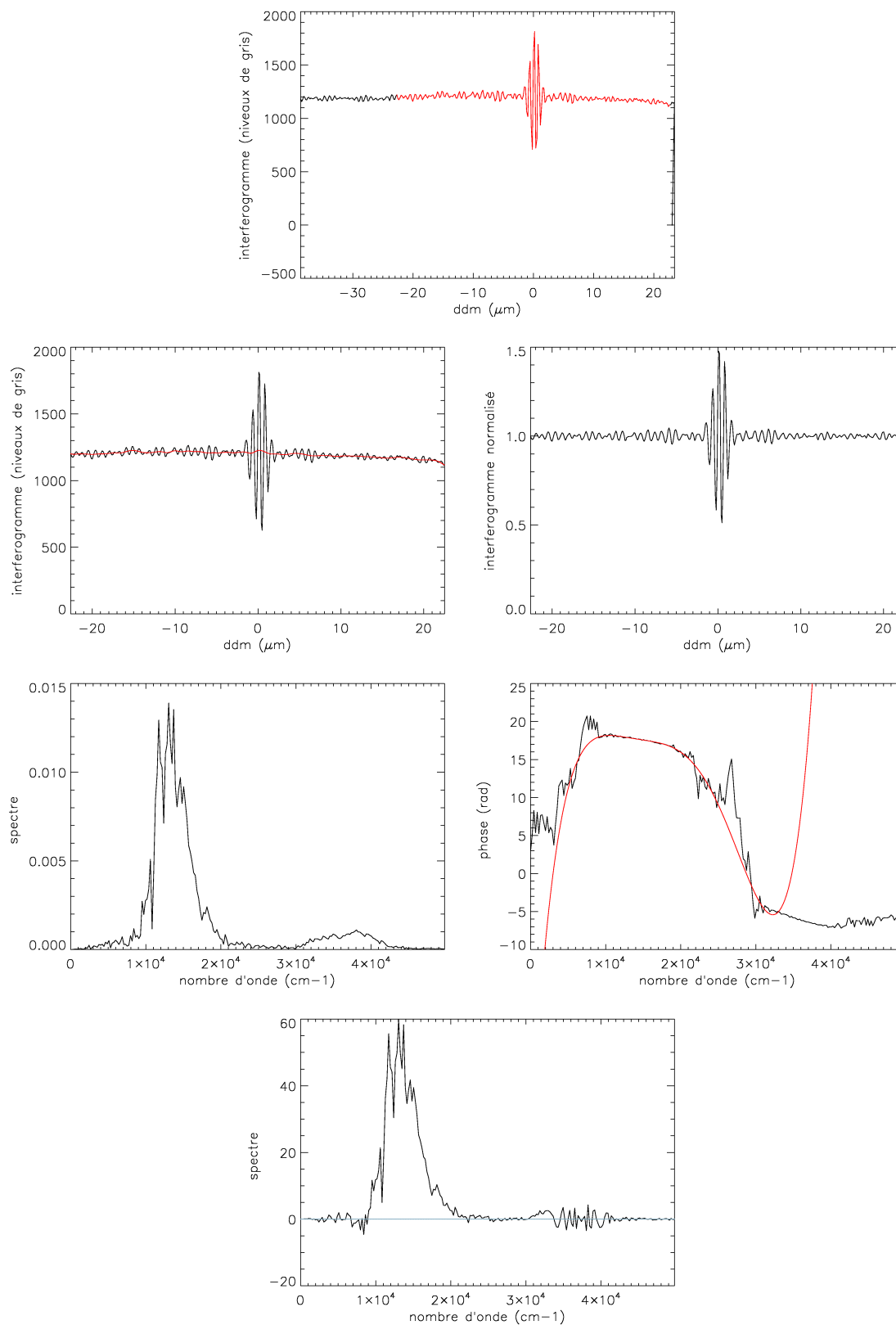


FIG. 3.4 – Procédure d'estimation du spectre. De haut en bas : l'interférogramme initial (en rouge, la partie symétrique), dessous l'interférogramme rééchantillonné (avant et après correction de la ligne de base), puis le module et la phase de la transformée de Fourier de l'interférogramme normalisé, et enfin l'estimation dernière du spectre.

3.3 Résultats expérimentaux

Pour chacune des quatre passes décrites pages 138 à 141, nous commençons par présenter les paramètres du mouvement tx , a et b (en bleu), et ty , c et d (en rouge), ainsi que, pour les translations, la différence avec une droite dont la pente est égale à la vitesse moyenne. Nous montrons ensuite trois images en fausses couleurs. Pour celle de gauche, le rouge, le vert et le bleu correspondent au signal mesuré dans les plages spectrales $[610 \text{ nm} ; 680 \text{ nm}]$, $[500 \text{ nm} ; 590 \text{ nm}]$, et $[430 \text{ nm} ; 470 \text{ nm}]$ respectivement : l'image obtenue est donc proche d'une image en vraies couleurs, d'autant plus que nous avons ajusté l'équilibre entre ces trois bandes afin de compenser visuellement⁴ la variation spectrale de sensibilité du spectro-imageur, qui apparaît sur le spectre moyen de la scène affiché au-dessus des trois images colorées. La deuxième image affiche en rouge le signal compris entre 790 nm et 890 nm , et en vert et bleu ce qui était en rouge et vert dans la première image : ces bandes spectrales permettent de mettre en évidence la végétation, qui apparaît en rouge. La troisième image colorée, formée par la combinaison des images à 13720 cm^{-1} , 14380 cm^{-1} et 15040 cm^{-1} (soit 729 nm , 695 nm et 665 nm), fait ressortir certains détails qui n'apparaissaient pas dans l'image précédente, comme des nuances dans les canaux ou dans la végétation. Rappelons enfin que les spectres que nous montrons ne sont pas corrigés de la réponse instrumentale.

⁴n'oublions pas cependant que le rendu des couleurs dépend fortement des caractéristiques de l'écran sur lequel on affiche l'image, ou de la lumière qui éclaire le papier sur lequel elle est imprimée. . .

3.3.1 Passe 12_12_24_26 (partie 1)

La vitesse moyenne selon y était de 1,34 pixel par image, donc supérieure à celle attendue (1,24 pixel par image), mais cependant toujours bien inférieure à la vitesse limite imposée par le pas des franges.

L'observation de certains détails sur les images permet de saisir quel peut être l'apport de l'imagerie multi ou hyperspectrale. Par exemple, si l'on regarde les canaux du salin, on se rend compte que, selon la composition spectrale de l'image en fausses couleurs affichée, on pourra différencier ou non certains points (voir la figure 3.7).

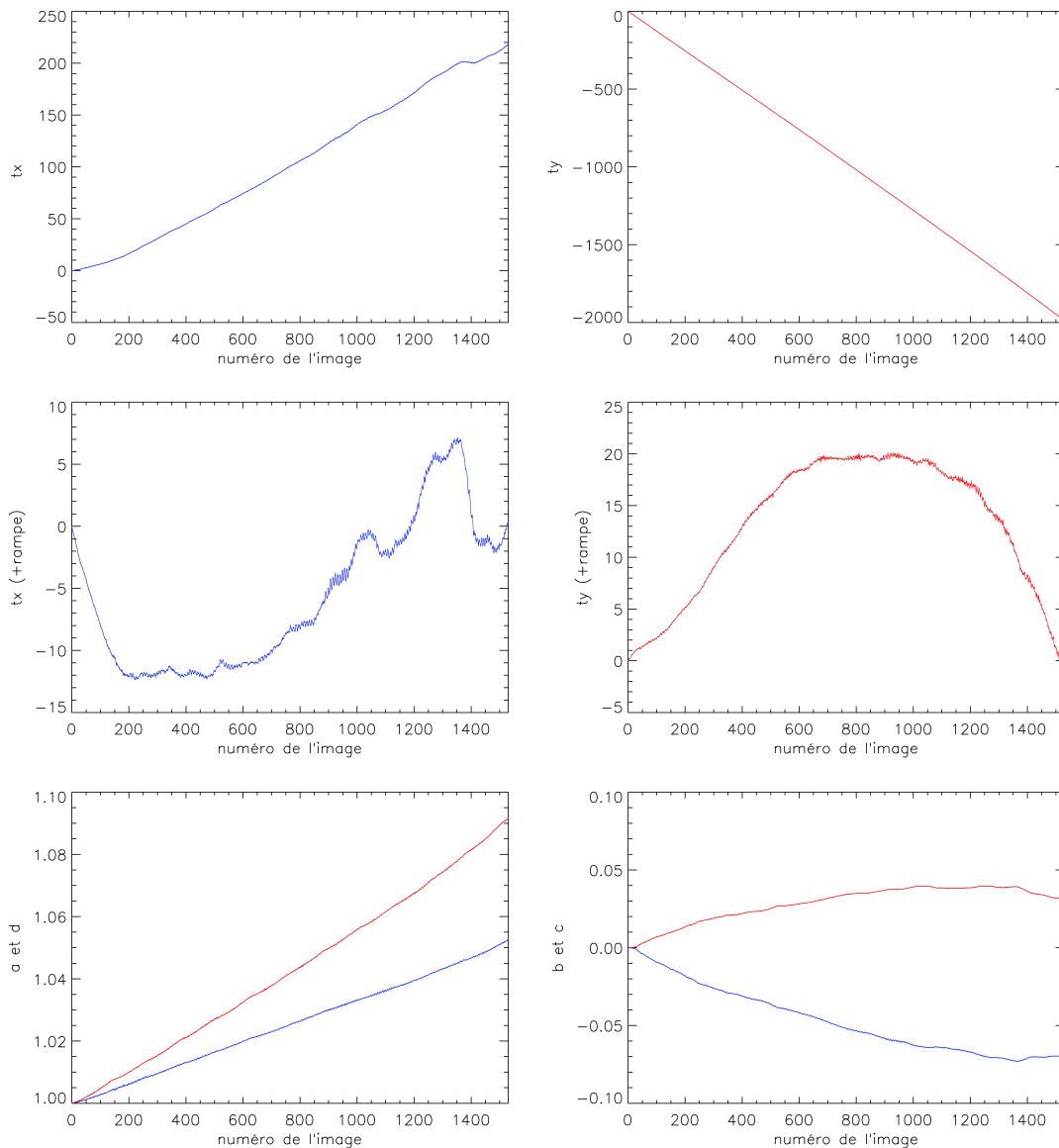


FIG. 3.5 – Paramètres du mouvement pour la première partie de la passe 12_12_24_26 : tx et ty sont les translations par rapport à la première image (voir l'équation 3.1 pour la définition précise des paramètres)

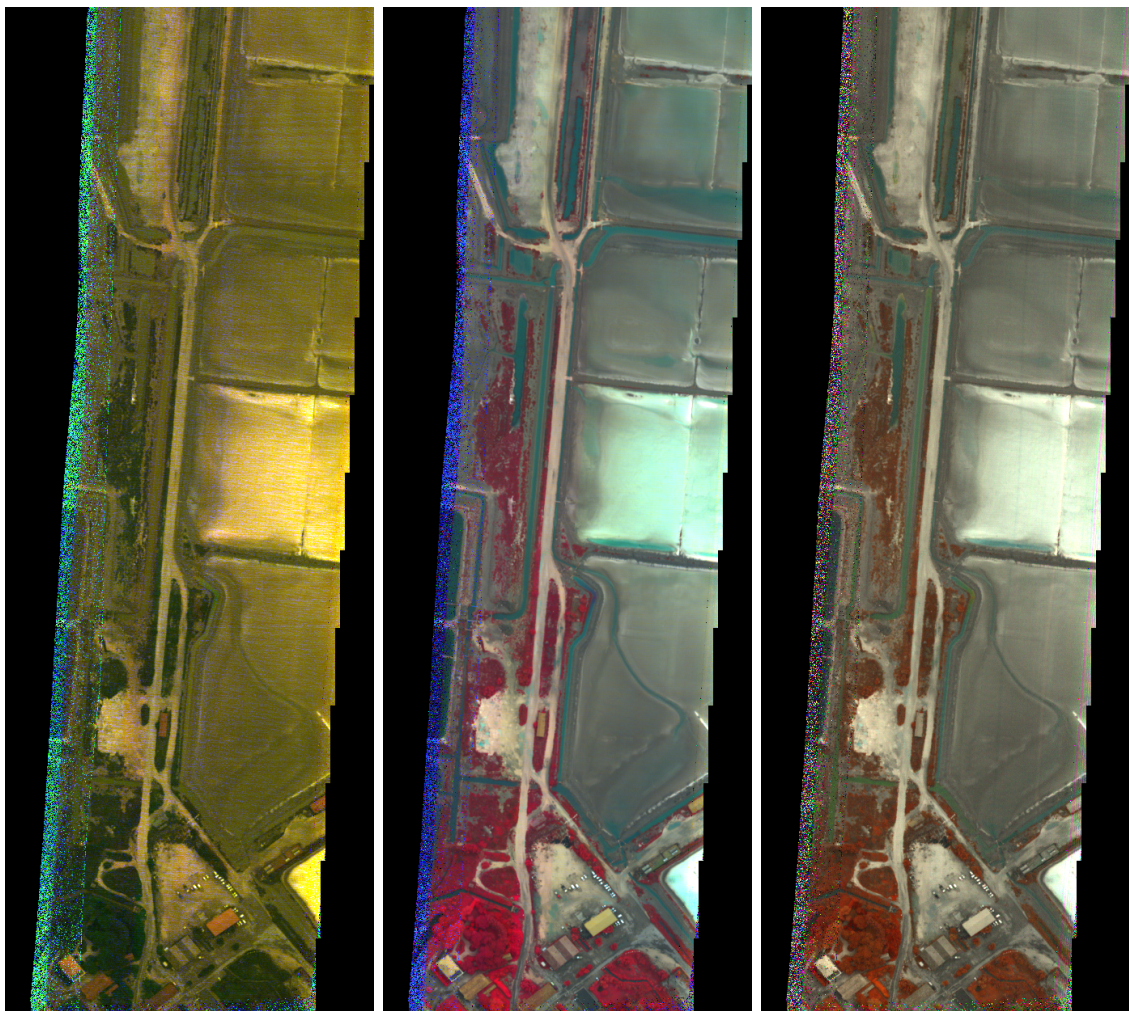
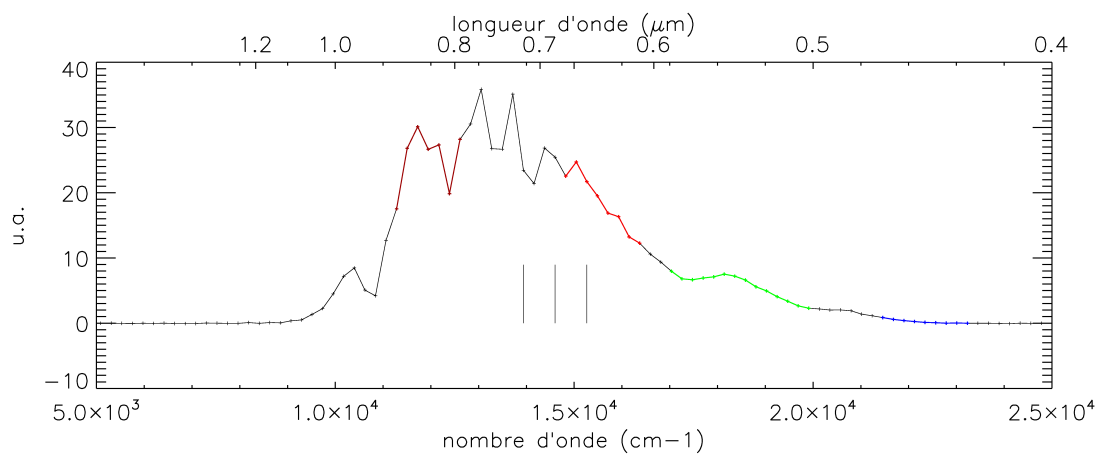


FIG. 3.6 – Spectre moyen et images en fausses couleurs pour la première partie de la passe 12_12_24_26

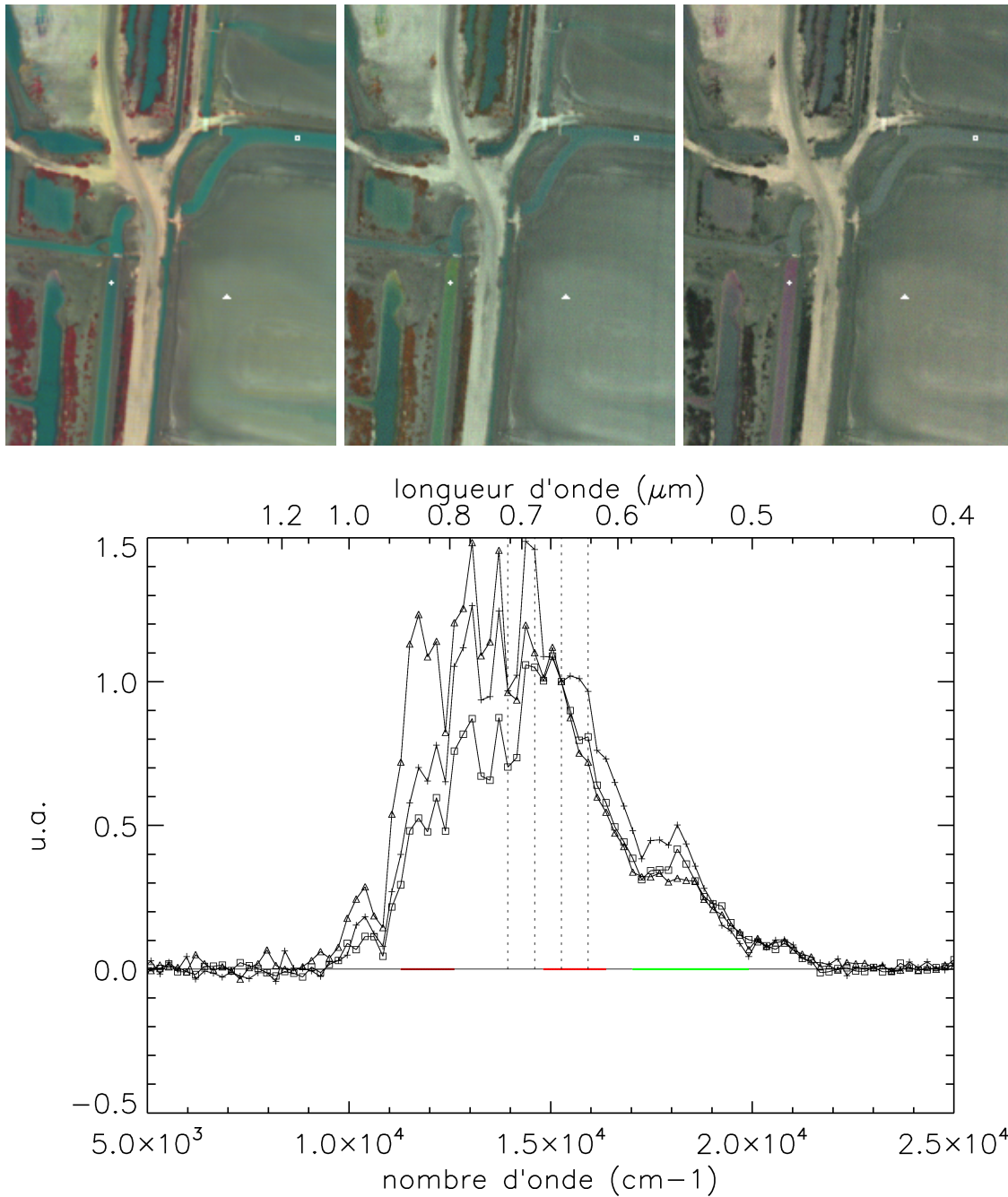


FIG. 3.7 – Spectres normalisés de trois points, moyennés sur un carré de quatre pixels. En haut, trois images en fausses couleurs, où sont indiqués les points dont les spectres sont tracés dessous. Pour l'image de gauche, les canaux rouge, vert et bleu correspondent aux domaines spectraux indiqués par les traits colorés sur le spectre. L'image du milieu est formée des bandes spectrales n°63, 66 et 69, et celle de droite des bandes spectrales n°66, 69 et 72 (ces quatre longueurs d'onde sont indiquées sur le spectre par les traits pointillés verticaux).

3.3.2 Passe 12_12_24_26 (partie 2)

Cette séquence est le prolongement de la précédente, et il n'est donc pas surprenant que la vitesse moyenne soit pratiquement inchangée. Le contenu de la scène est dominée par la végétation, qui dans l'image de gauche de la figure 3.9 se détache très nettement par sa couleur rouge. Là aussi, en changeant les bandes spectrales affichées, il est possible de souligner des différences entre des zones, comme le montre la figure 3.10. Sur cette figure apparaissent, dans le bas des images, les problèmes d'échantillonnage spatial que nous avons évoqués précédemment.

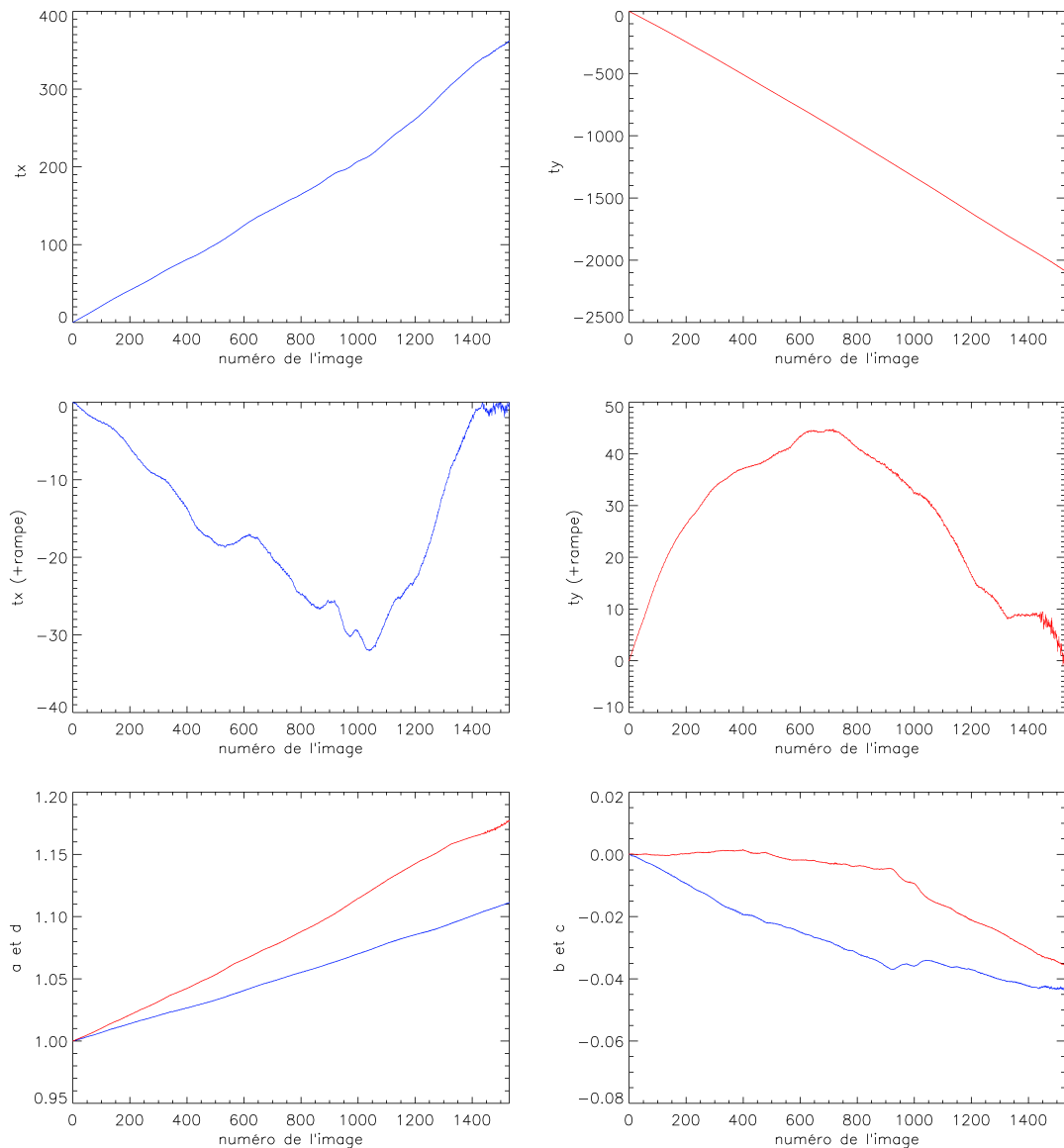


FIG. 3.8 – Paramètres du mouvement pour la seconde partie de la passe 12_12_24_26 : t_x et t_y sont les translations par rapport à la première image (voir l'équation 3.1 pour la définition précise des paramètres)

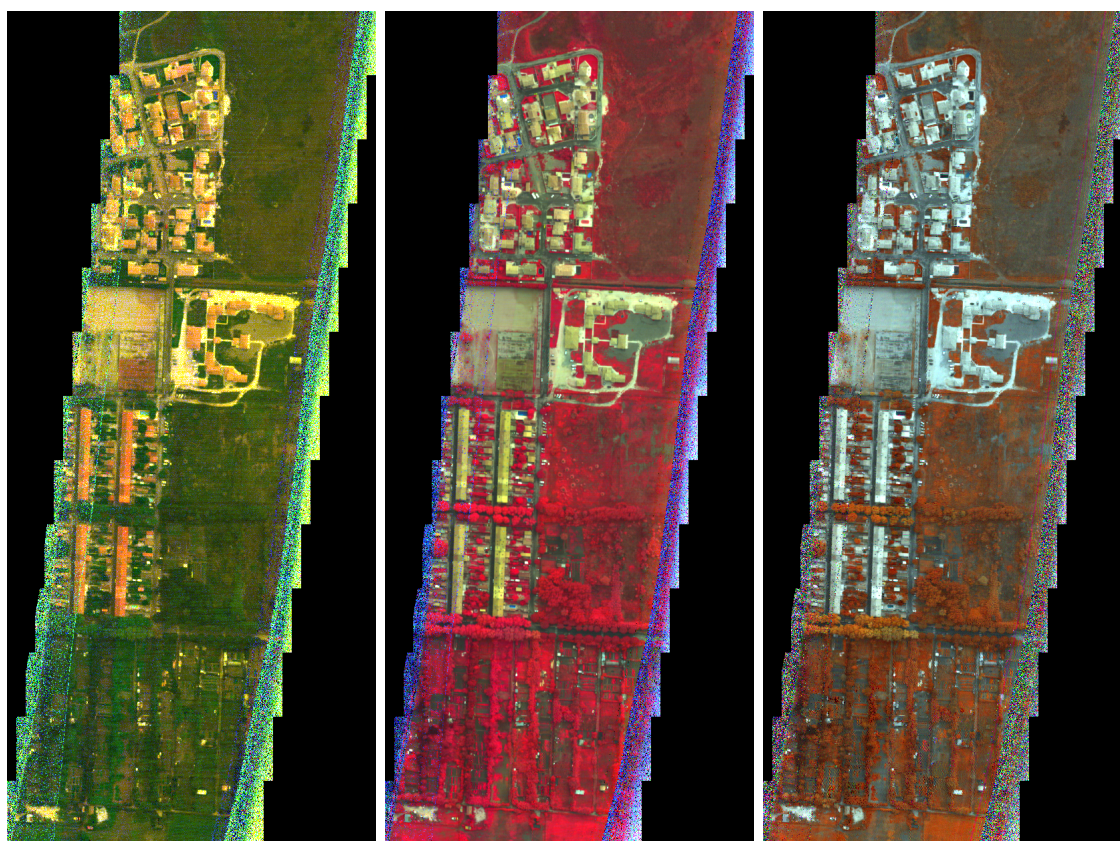
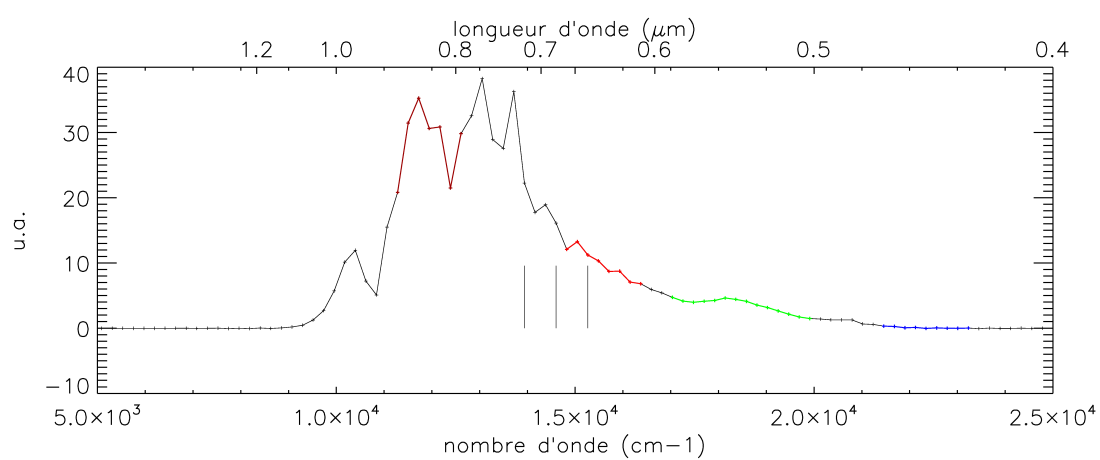


FIG. 3.9 – Spectre moyen et images en fausses couleurs pour la seconde partie de la passe 12_12_24_26

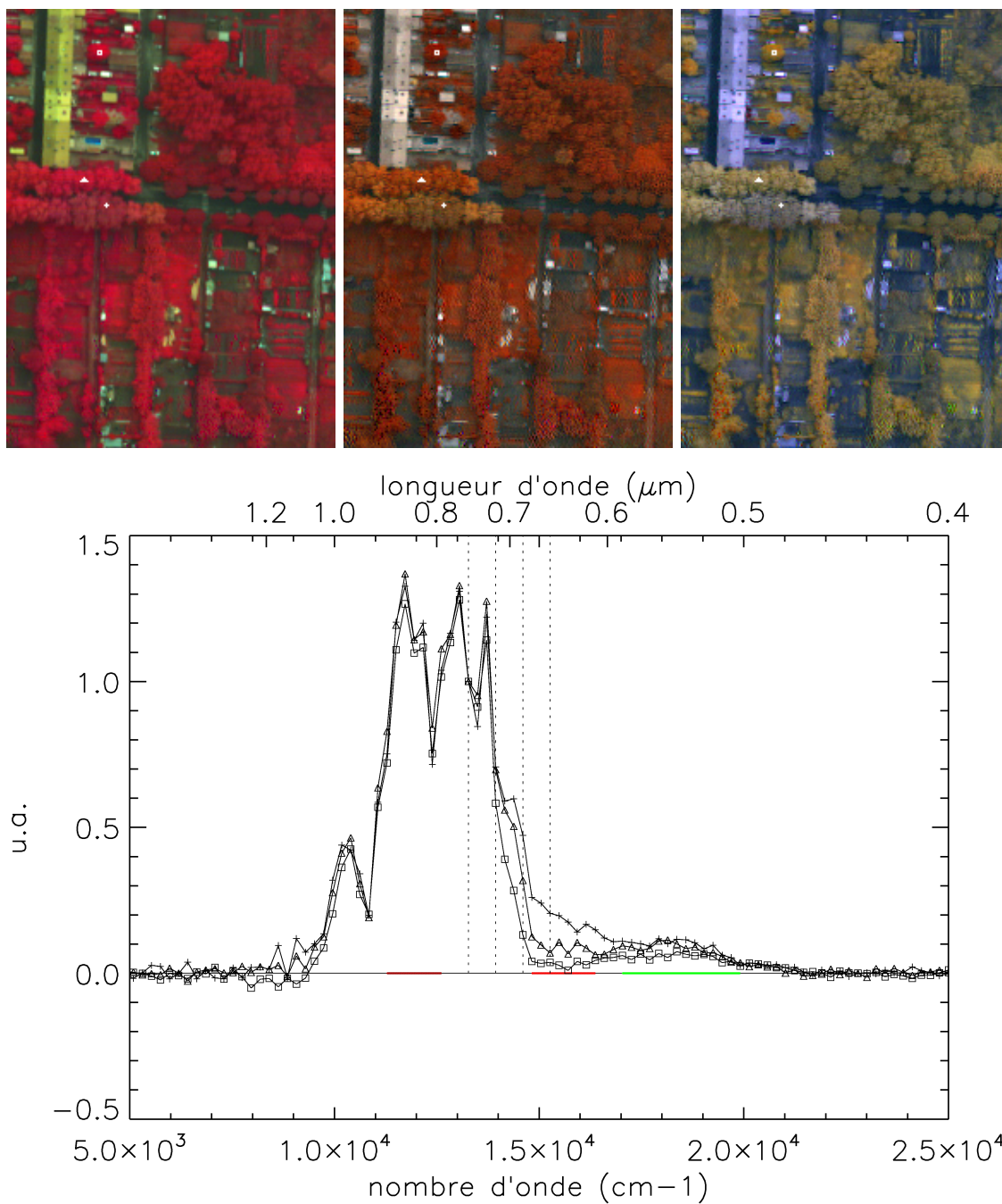


FIG. 3.10 – Spectres normalisés de trois points, sur un carré de quatre pixels. En haut, trois images en fausses couleurs, où sont indiqués les points dont les spectres sont tracés dessous. Pour l'image de gauche, les canaux rouge, vert et bleu correspondent aux domaines spectraux indiqués par les traits colorés sur le spectre. L'image du milieu est formée des bandes spectrales n°63, 66 et 69, et celle de droite des bandes spectrales n°60, 63 et 66 (ces quatre longueurs d'onde sont indiquées sur le spectre par les traits pointillés verticaux).

3.3.3 Passe 13_09_48_10

La zone survolée coïncide en partie avec celle de la première partie de la passe 12_12_24_26, et, dans ces parties communes, on retrouve pratiquement les mêmes résultats, en particulier les variations de teinte dans les canaux. Les traînées jaunes que l'on observe sur l'image de gauche de la figure 3.12 sont dues à la présence de poussière dans l'instrument.

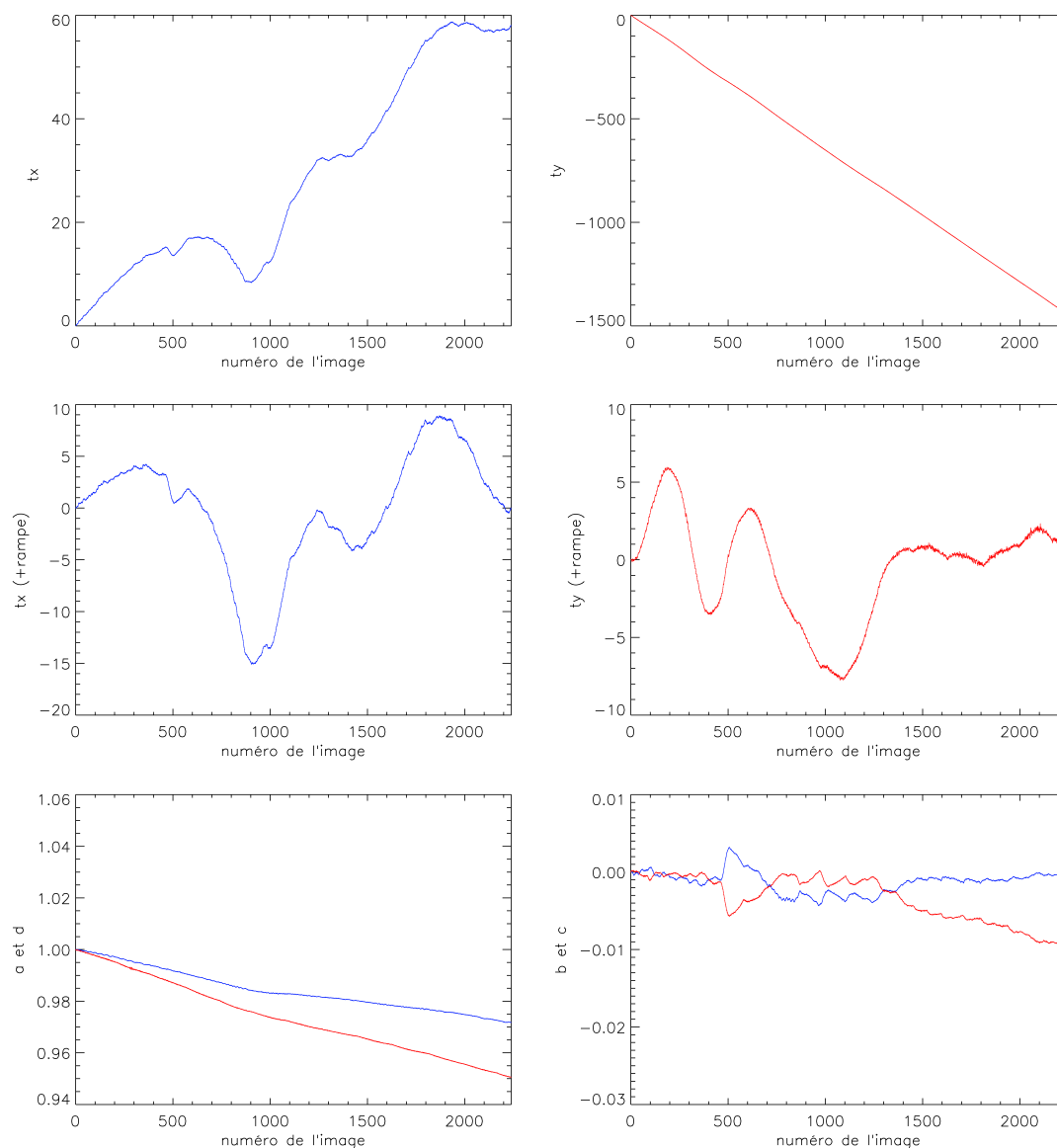


FIG. 3.11 – Paramètres du mouvement pour la première partie de la passe 13_09_48_10 : tx et ty sont les translations par rapport à la première image (voir l'équation 3.1 pour la définition précise des paramètres)

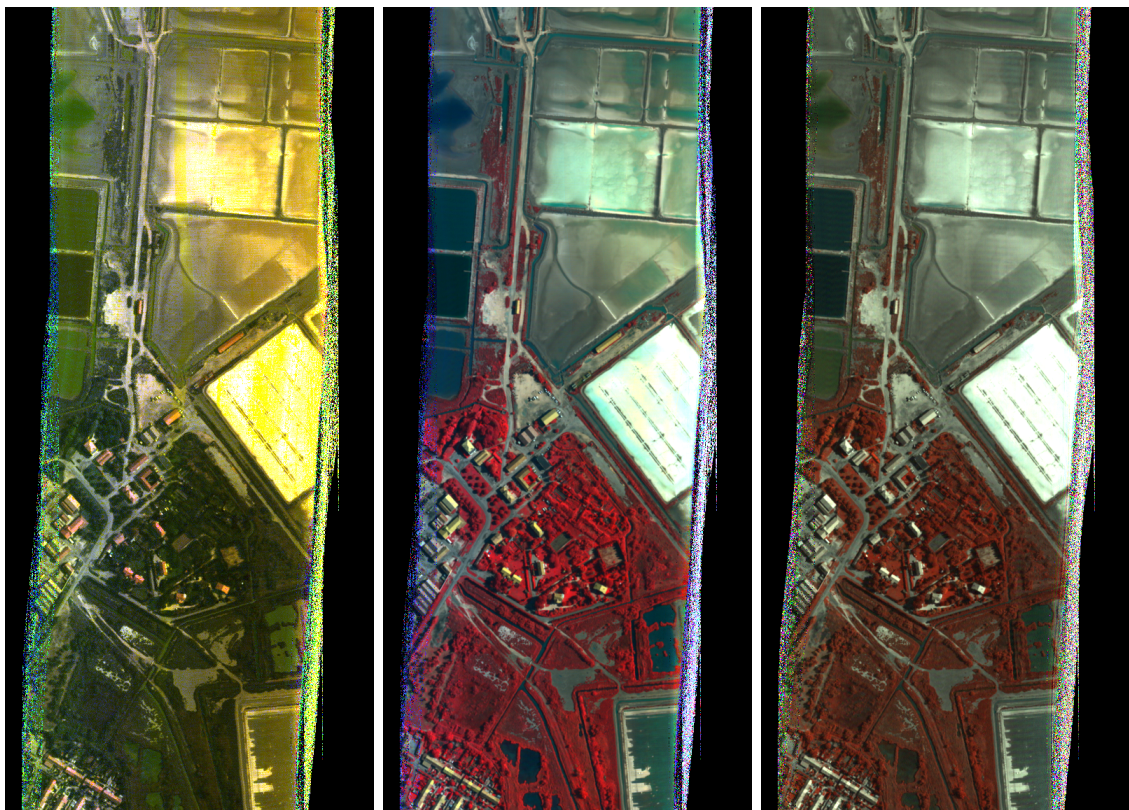
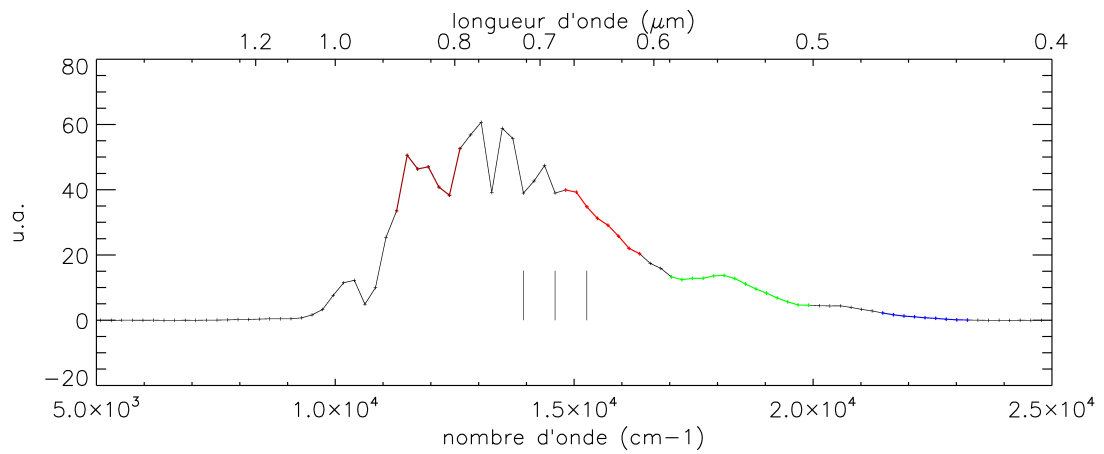


FIG. 3.12 – Spectre moyen et images en fausses couleurs pour la passe 13_09_48_10

3.3.4 Passe 13_10_47_03 ; discussion sur l'effet des variations d'élévation

Cette passe se caractérise par la présence d'objets dont l'aspect change au cours de l'acquisition. Ce changement peut être dû à une variation de la scène elle-même : c'est ce qui se passe avec les voitures qui, circulant sur la route, perturbent totalement l'interférogramme de cette route, et donc son spectre. Ceci se traduit sur les images de la figure 3.15 par une multitude de points colorés, comme on peut mieux le voir sur la figure 3.16⁵.

Une autre source de variation de la scène apparente peut être le changement d'angle de vue, en conjonction avec les variations du relief, qui va créer deux sortes de difficultés. La première apparaît lorsqu'il y a des variations brutales d'élévation de la scène observée. Dans ce cas, lors de l'acquisition des images, certaines zones du sol apparaîtront ou disparaîtront du champ de vision de l'instrument, selon qu'elles seront cachées ou non par le reste de la scène. Prenons l'exemple d'un mur perpendiculaire à la trajectoire du porteur : au début de l'acquisition, le terrain et la surface du mur situés du même côté que l'instrument seront vus par celui-ci. Au fur et à mesure de l'avancée du porteur, la surface apparente du mur va se réduire, et va laisser apparaître de plus en plus ce qu'il y a de l'autre côté, qui jusqu'à présent était masqué. Lorsque l'instrument aura basculé de l'autre côté, c'est la paroi qui était vue jusqu'à présent qui va être entièrement masquée, tandis que celle qui l'était jusqu'alors va être vue de plus en plus grande, en cachant ce qui est de l'autre côté. Dans ces conditions, il est évident que l'on sera incapable de mesurer fidèlement le spectre de toute cette zone d'apparence changeante.

Les effets sont moins désastreux si les variations d'élévation sont plus douces, c'est-à-dire si tous les points du sol sont sans cesse vus, de leur entrée à leur sortie du champ de l'instrument. L'effet du relief est alors uniquement de déformer l'image se formant au plan focal, puisque, dans le repère du détecteur, la vitesse apparente d'un point dépend de son altitude. Cette déformation peut être corrigée lors de l'étape de recalage et rééchantillonnage des images, si l'on possède un modèle numérique de terrain, ou, mieux, un modèle numérique d'élévation. Si cette correction est imparfaite, la conséquence sera que l'interférogramme que nous pensons dû à un même point au sol est en réalité créé par plusieurs points se succédant temporellement. Comme ils se succèdent relativement lentement, leur effet sur la spectro-image apparaît principalement comme une perte de résolution spatiale.

Il est possible d'évaluer grossièrement la tolérance du système aux variations d'élévation. Supposons une scène plane, et notons h l'altitude de l'instrument par rapport à ce sol de référence. Considérons ensuite un point situé à une hauteur dh au-dessus du reste de la scène. Le déplacement résiduel Δ de l'image de ce point au cours de la traversée du champ de vue est égal à

$$2 \left(\frac{f}{h} \cdot \frac{L_c}{2} - \frac{f}{h - dh} \cdot \frac{L_c}{2} \right) \approx dh \cdot \frac{f L_c}{h^2}$$

où L_c est la longueur de la projection au sol du champ de l'instrument selon la trajectoire (voir le schéma 3.13). Dans cette direction, la matrice de détecteurs comporte N_x pixels. Si on prend comme critère que Δ doit être inférieur au pixel, on trouve alors un ordre de

⁵Ces points colorés, signes d'une mesure erronée, apparaissent aussi au niveau des zones présentant des transitions abruptes de luminance. Dans ce cas, c'est la précision du recalage qui est en cause, jointe au sous-échantillonnage des images.

grandeur des variations d'élévation que l'on peut tolérer :

$$dh < \frac{h}{N_x} \quad (3.8)$$

S'agissant de la passe 13_10_47_03, pour laquelle $h = 2000 \text{ m}$ et $N_x \approx 350$, on trouve que $dh \approx 6 \text{ m}$. Les cuves présentes dans la scène sont sans doute plus élevées que ces six mètres, mais la qualité des images est insuffisante pour mettre clairement en évidence les conséquences de ces discontinuités.

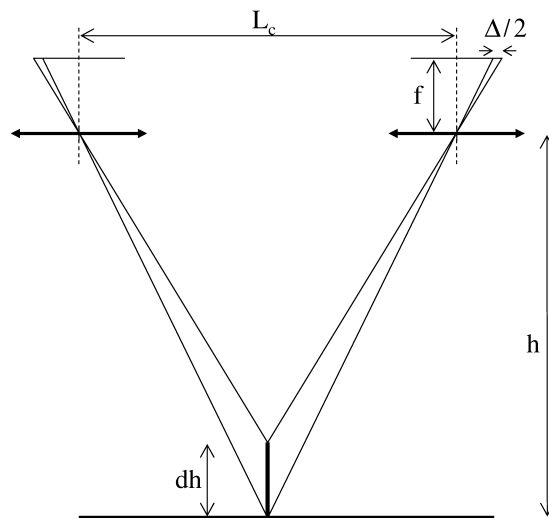


FIG. 3.13 – Décalage entre les images de deux points situés à différente hauteur au cours de la traversée du champ de vue

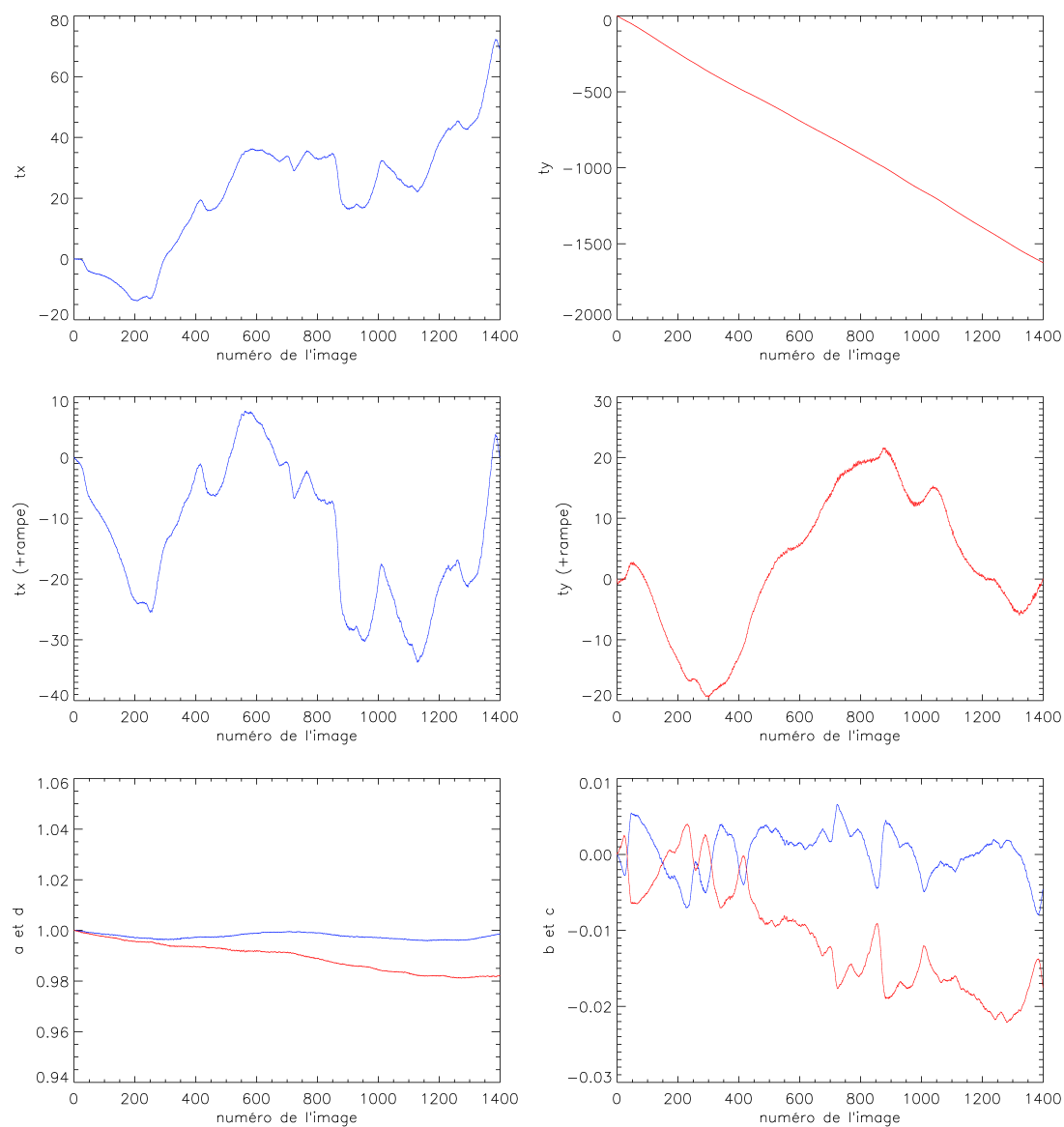


FIG. 3.14 – Paramètres du mouvement pour la première partie de la passe 13_10_07_43 : t_x et t_y sont les translations par rapport à la première image (voir l'équation 3.1 pour la définition précise des paramètres)

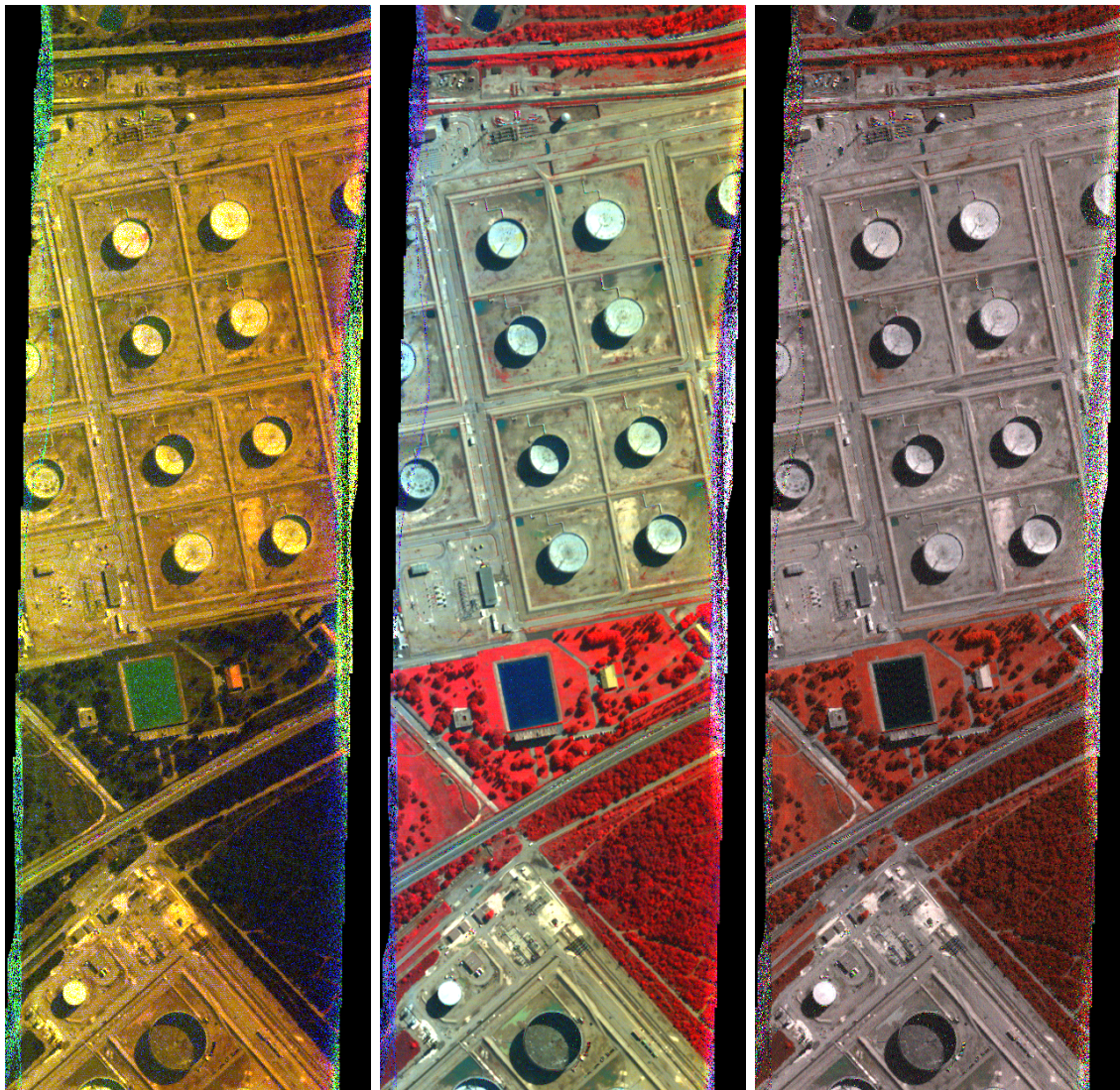
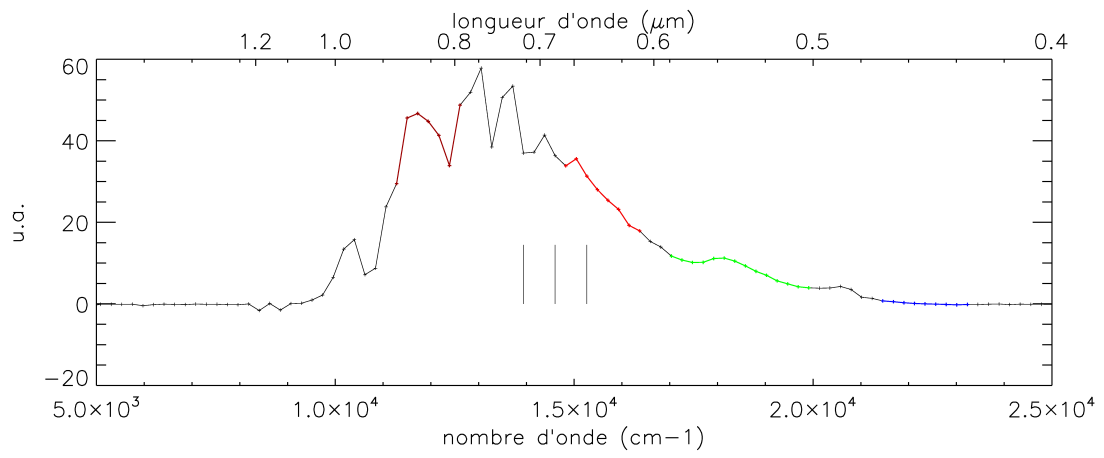


FIG. 3.15 – Spectre moyen et images en fausses couleurs pour la passe 13_10_07_43

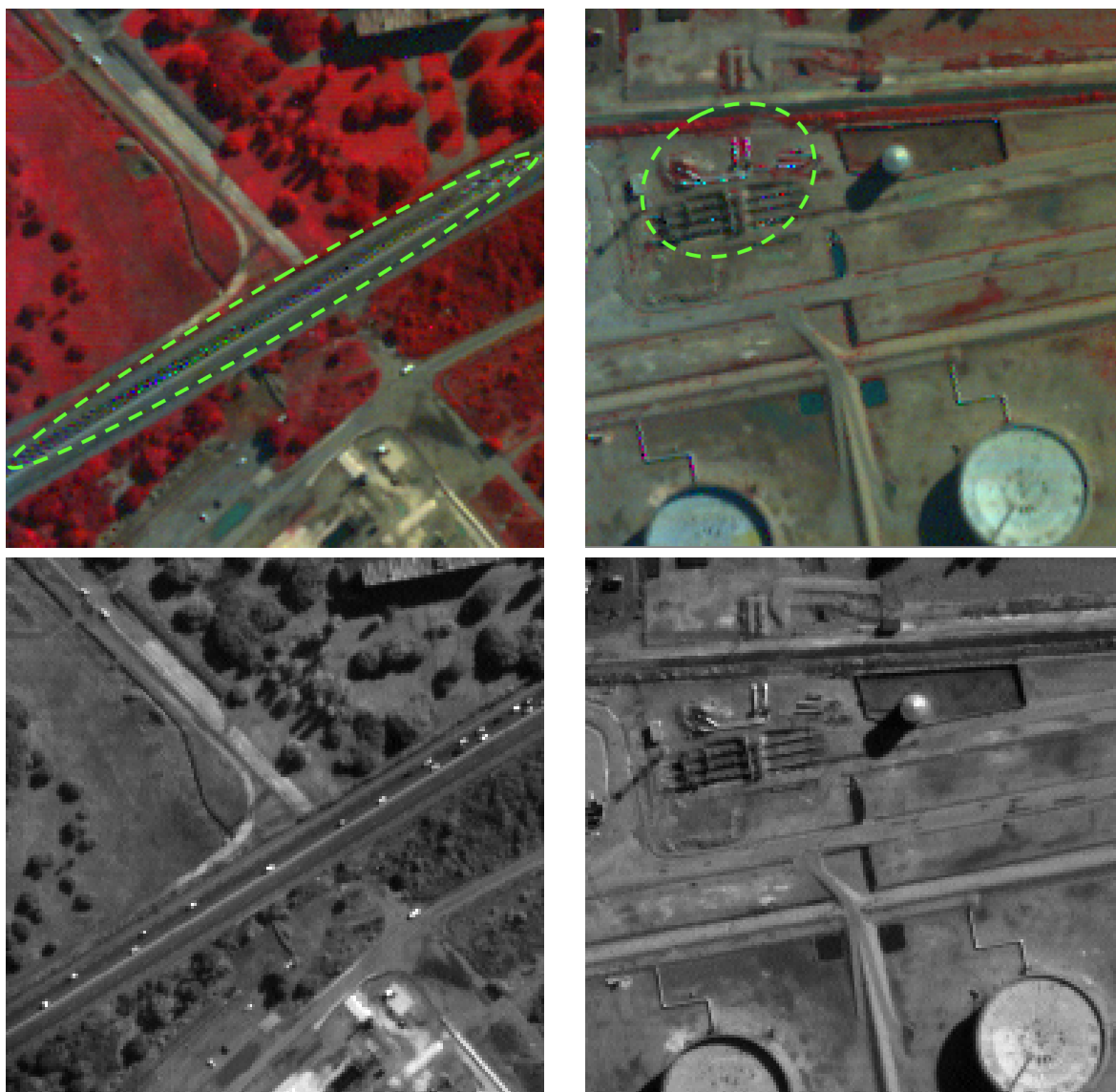


FIG. 3.16 – Extraits de l'image en fausses couleurs de la passe 13_10_07_43 où apparaissent des points aberrants sur l'image spectrale reconstituée. En bas, l'aspect de ces mêmes zones dans les images brutes.

Conclusion

LA réalisation d'un instrument aéroporté opérationnel simple et compact a été une tâche couronnée de succès, les images des pages précédentes en témoignent. Bien sûr, la qualité de ces images est perfectible, mais il ne faut pas perdre de vue que l'objectif assigné à cet instrument n'était pas d'être à l'état de l'art de la spectro-imagerie visible, mais plus humblement une démonstration dans des conditions aéroportées d'un principe de mesure et la mise en évidence de certaines de ses limites, objectif qui incontestablement a été atteint.

Conclusion

L'INSTRUMENTATION en imagerie hyperspectrale est un domaine où foisonnent les concepts de mesure. Pour ne pas nous perdre au milieu de tous ces concepts, nous les avons regroupés, comme beaucoup d'autres avant nous, selon la géométrie de leur champ de vue instantané. De là quatre familles d'instruments, selon que le mode d'acquisition spatial est un mode *monopoint*, à *champ linéaire défilant*, à *trame pointée* ou à *trame défilante*. Les deux premiers ont l'inconvénient de ne voir à chaque instant qu'une toute petite partie du champ disponible, puisque le mode *monopoint* est caractérisé par un champ réduit à un point, et le mode à *champ linéaire défilant* à une ligne. Au contraire, les deux derniers modes d'acquisition ont un champ de vue qui s'étend dans les deux directions. Or, nous l'avons montré au début de la deuxième partie, en bande II ou en bande III, les flux à détecter sont faibles en regard du bruit de lecture ou du bruit créé par le courant d'obscurité : il est donc préférable de collecter le maximum de lumière possible, donc de choisir le mode à *trame pointée*, ou plutôt le mode à *trame défilante*, mieux adapté aux conditions d'emploi aéroporté de notre instrument. Bien entendu, le flux gagné en ayant étendu le champ ne doit pas être perdu par un filtrage spectral sévère. Dans ce cas, le bilan radiométrique serait proche d'un instrument en mode à *champ linéaire défilant*, où l'intégralité de l'information spectrale d'une ligne est acquise à chaque instant. La mesure doit donc être spectralement multiplexée, le multiplexage efficace le plus simple étant la transformée de Fourier. C'est ce raisonnement qui nous a fait choisir de développer un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue, en plaçant un interféromètre à décalage latéral devant un objectif d'imagerie visant à l'infini.

Plusieurs possibilités s'offraient alors à nous dans le choix de l'interféromètre. Nous nous sommes immédiatement restreints aux interféromètres à division d'amplitude non polarisants. Parmi ceux-ci, les interféromètres cycliques et l'interféromètre de Michelson à dièdres. Pour nous déterminer, nous avons comparé l'encombrement de ces interféromètres, sous des hypothèses simplificatrices mais autorisant un calcul rigoureux. Le résultat de cette comparaison est une démonstration éclatante en faveur de l'interféromètre de Michelson à dièdres.

Nous avons ensuite cherché à déterminer l'influence des aberrations du système optique sur l'image hyperspectrale reconstituée. Ce problème est un problème ardu, que nous avons seulement commencé à défricher. Sa difficulté est double : la première est que, de par la présence de l'interféromètre, nous ne sommes plus en imagerie totalement incohérente, et la seconde difficulté est qu'un point dans l'image hyperspectrale correspond à toute une série de mesures faites à différents endroits du plan de détection, donc affectées par des aberrations *a priori* différentes. Ces difficultés nous ont empêché de résoudre totalement le problème, mais nous avons pu malgré tout apporter des éléments de réponse. Le premier a été d'obtenir l'expression de la réponse percussionnelle optique du système formé de l'interféromètre et de l'objectif. Nous avons ainsi montré en particulier que, si les seules aberrations sont créées

après l'interféromètre, l'éclairement est le produit des franges d'interférences et de la scène, convolué par la réponse percussionnelle incohérente de l'objectif, tandis que, si les aberrations (et la diffraction) prennent entièrement naissance avant l'interféromètre, le contraste des franges d'interférences ne sera pas diminué, mais seule l'image « panchromatique » de la scène sera convoluée par la réponse percussionnelle incohérente du système amont. L'autre élément de réponse est l'étude du cas très simple où seul l'objectif déforme et limite le front d'onde, de manière identique dans le champ. Grâce à ces hypothèses, nous sommes parvenus à donner l'expression analytique de la spectro-image estimée, qui illustre, même dans ce cas très simple, l'imbrication des caractéristiques spectrales et spatiales de la scène et de l'instrument dans l'image hyperspectrale finale.

Mais, comme l'écrivait Saint-Simon, « [une] idée sans exécution est un songe, et son développement dans tout ce détail un roman ». Aussi sommes nous passés à la réalisation expérimentale d'un spectro-imageur aéroporté, avec l'appui de l'Onera et de la DGA. Cet instrument nous a permis de nous confronter avec bonheur à la réalité de mesures de terrain. Avec bonheur, car nous avons réussi à reconstituer des images résolues spectralement, bien que ces images ne soient pas dénuées de défauts instrumentaux, comme la sensibilité de l'interféromètre aux variations thermiques, ou la mauvaise gestion des images parasites. Ces résultats expérimentaux confirment la viabilité de la spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral. Cette technique est-elle pour autant la mieux adaptée ? Une partie de la réponse a été donnée au début de la partie II : aujourd'hui, en bande II (3-5 μm), dans les conditions que nous avons définies, même avec des détecteurs performants, la faiblesse du flux utile par bande spectrale comparée au bruit de lecture rend nécessaire une mesure multiplexée, et la mesure par interférométrie statique à grande étendue nous semble alors la meilleure solution. Bien sûr, plusieurs difficultés restent à résoudre : la correction du relief, des aberrations, mais aussi des variations de longueur d'onde de coupure que présentent souvent les détecteurs infrarouges, point que nous n'avons pas abordé pendant cette thèse mais pourtant crucial dans cette région spectrale. Cependant, il est raisonnable de penser que ces problèmes peuvent être résolus : par exemple, l'utilisation d'un filtre passe-bas en longueur d'onde élimine les disparités de réponse spectrale d'une matrice de détecteurs. Nous avons aussi vu que, si l'objectif est conçu sans aberrations de champ, il existe une loi simple de correction de la spectro-image. Enfin, la connaissance d'un modèle numérique d'élévation permet de corriger les déformations de l'image dues au relief. On peut même aller plus loin : plutôt que d'utiliser un modèle numérique de terrain pour corriger les images, ne pourrait-on pas utiliser les images et la vision stéréoscopique fournie par le mode d'acquisition à *trame défilante* pour en déduire un modèle numérique de terrain ? L'autre solution au problème posé par le relief serait de prendre de la hauteur, au sens propre, car la sensibilité au relief s'en trouve d'autant réduite. Il nous semble en effet qu'un système tel que celui que nous avons décrit présente plusieurs caractéristiques intéressantes pour un embarquement à bord d'un satellite, en particulier la robustesse et la compacité, que cette dernière soit due à la simplicité du montage optique, ou à la capacité de l'instrument à fonctionner avec des faibles flux, donc à petite ouverture.

Annexes

Annexe A

Avantage multiplex

UN signal *multiplexé* est un signal formé de la somme pondérée de signaux élémentaires, qui sont ceux que l'on désire estimer *in fine*, ce qui est possible à condition d'utiliser un codage inversible. En optique, l'avantage multiplex vient du fait que dans une mesure multiplexée, le signal à mesurer est plus important que le signal que l'on mesurerait par une mesure directe, et donc dans la plupart des cas le rapport signal à bruit sur la mesure est meilleur. Toutefois, le multiplexage n'étant qu'un chemin détourné pour aller à l'estimation d'une certaine grandeur, il est nécessaire d'aller jusqu'à celle-ci si l'on veut comparer objectivement la mesure directe et la mesure multiplexée.

C'est ce que nous nous proposons de faire dans cette annexe, en prenant trois exemples de mesure spectrale par multiplexage : la mesure par transformée de Fourier, et deux mesures par masquage binaire. Les calculs qui suivent n'ont rien d'original, ni dans leurs détails, ni dans leur présentation, et les modèles instrumentaux ont été simplifiés à l'extrême, mais les conditions dans lesquelles se manifeste l'avantage multiplex étant une donnée capitale dans le choix du concept de spectro-imagerie, nous n'avons pas jugé inutile de lui consacrer quelques pages.

A.1 Expression du bruit après une mesure multiplexée

Supposons que l'on ait un signal B (vecteur de taille q) à estimer. Pour cela, on mesure p combinaisons linéaires des composantes de B . Ces mesures forment le vecteur I , relié à B par la matrice M de taille $p \times q$:

$$I = M \cdot B + \omega$$

Dans ce document, nous dirons que si M est une matrice carrée différente de la matrice identité, alors la mesure est multiplexée, tandis que si M est la matrice identité, alors la mesure est directe.

ω est le bruit venant perturber la mesure I , et on note V_I^2 sa matrice de covariance :

$$V_I^2 = E \left[(I - \bar{I}) \cdot (I - \bar{I})^* \right]$$

$E[\cdot]$ ou $\bar{\cdot}$ désignant l'espérance mathématique et $*$ la transposée hermitienne.

De cette mesure, on veut en déduire une estimation S de B . Dans les conditions courantes, la meilleure estimation de B (et sans information *a priori*) est donnée par :

$$S = M^* \cdot (M \cdot M^*)^{-1} \cdot I$$

que l'on notera par abus d'écriture

$$S = M^{-1} \cdot I$$

sachant que si $p \neq q$ l'inverse est à prendre au sens de l'inverse généralisé. Le but de ce paragraphe est d'exprimer le bruit sur S en fonction du bruit sur I .

On a bien évidemment $\bar{S} = M^{-1} \cdot \bar{I}$ et $V_S^2 = M^{-1} \cdot V_I^2 \cdot M^{-1*}$, V_S^2 étant la matrice de covariance de S .

On fait maintenant l'hypothèse que le bruit sur I est décorrélé d'un point de mesure à l'autre : en d'autres termes, la matrice V_I^2 est diagonale, d'éléments diagonaux notés $\sigma_{I_i}^2$. Alors, si on note $m_{i,j}$ l'élément de M^{-1} situé sur la ligne i et sur la colonne j , V_S^2 s'écrit de la manière suivante :

$$V_S^2 = \begin{pmatrix} \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{0,i} \cdot m_{0,i}^* & \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{0,i} \cdot m_{1,i}^* & \dots & \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{0,i} \cdot m_{q-1,i}^* \\ \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{1,i} \cdot m_{0,i}^* & \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{1,i} \cdot m_{1,i}^* & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{q-1,i} \cdot m_{0,i}^* & \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{q-1,i} \cdot m_{1,i}^* & \dots & \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot m_{q-1,i} \cdot m_{q-1,i}^* \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

En particulier, les termes diagonaux ont pour expression :

$$\sigma_{S_j}^2 = \sum_{i=0}^{p-1} \sigma_{I_i}^2 \cdot |m_{j,i}|^2 \quad (\text{A.2})$$

A.2 Mesure par transformée de Fourier

A.2.1 Expression des matrices M et M^{-1}

Dans le cas de la spectrométrie par transformée de Fourier, la mesure est l'interférogramme, que nous réduisons à sa forme la plus simple : un interférogramme de n points correspondant à des différences de marche positives, échantillonné régulièrement avec un pas d'échantillonnage p_δ , tandis que celui du spectre est égal p_σ , avec :

$$p_\sigma = \frac{1}{(2n-1)p_\delta}$$

L'expression de la matrice M est alors donnée par :

$$I = \begin{pmatrix} I(0) \\ I(p_\delta) \\ \vdots \\ I((n-1)p_\delta) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \left(\frac{1 + \cos(2\pi i p_\delta j p_\sigma)}{2} \right)_{i,j=0 \dots n-1} \end{pmatrix}}_{= M} \cdot \begin{pmatrix} B(0) \\ B(p_\sigma) \\ \vdots \\ B((n-1)p_\sigma) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

et celle de son inverse M^{-1} par :

$$M^{-1} = \frac{2}{2n-1} \cdot \left(\begin{array}{c|c} \frac{3}{2} - n & 2 \\ \hline 2 & \left(4 \cos(2\pi p_\delta p_\sigma i j) \right)_{i,j=1 \dots n-1} \end{array} \right) \quad (\text{A.4})$$

A.2.2 Bruit sur le spectre estimé

Les équations A.2 et A.4 permettent de calculer la variance du bruit affectant l'estimation du spectre :

$$\begin{aligned} \sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 &= \left(\frac{2}{2n-1} \right)^2 \cdot \left[4\sigma_{I_0}^2 + 16 \sum_{i=1}^{n-1} \sigma_{I_i}^2 \cos^2(2\pi p_\delta p_\sigma i j) \right] \\ &= \frac{32}{(2n-1)^2} \cdot \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{I_i}^2 + \underbrace{\sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{I_i}^2 \cos(4\pi p_\delta p_\sigma i j)}_{- \frac{3}{2} \sigma_{I_0}^2} \right] \end{aligned}$$

Le terme au-dessus de l'accolade est très vite négligeable, dès lors que la variance du bruit sur l'interférogramme ne présente pas une forte composante à la fréquence $2\sigma_j$ ¹. Sous cette condition, on obtient l'équation A.5 :

$$\boxed{\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 \approx \frac{32}{(2n-1)^2} \sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{I_i}^2} \quad (\text{A.5})$$

On remarque immédiatement que la variance du bruit sur l'estimation du spectre est identique pour tous les points (il est connu qu'un bruit décorréolé a une densité spectrale de puissance constante).

On suppose dorénavant que le bruit sur l'interférogramme est dû à deux sources de bruit indépendantes, l'une dont la variance ne dépend pas du point de l'interférogramme², tandis que la variance de la seconde est égale au signal mesuré³ :

$$\boxed{\sigma_{I_i}^2 = \sigma_{det}^2 + I_i} \quad (\text{A.6})$$

¹ce qui ne peut pratiquement se produire que si le spectre de la source est quasi-monochromatique de nombre d'onde $2\sigma_j$ et que le bruit sur la mesure est dominé par le bruit de photons

²par exemple du bruit de lecture, ou du bruit de grenaille provenant du courant d'obscurité

³par exemple le bruit de photons

Cette décomposition est aussi valable pour la variance du bruit sur le spectre estimé⁴ :

$$\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 = \frac{32}{(2n-1)^2} \left[n\sigma_{det}^2 + \underbrace{\sigma_{det}^2 \sum_{i=0}^{n-1} \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right)}_{=\frac{1}{2} (j \neq 0)} - \frac{3}{2}\sigma_{det}^2 + \sum_{i=0}^{n-1} I_i + \sum_{i=0}^{n-1} I_i \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right) - \frac{3}{2}I_0 \right]$$

Or on a

$$I_i = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi ik}{2n-1}\right) \right) B_k$$

donc :

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{n-1} I_i &= \frac{n}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \left[B_k \underbrace{\sum_{i=0}^{n-1} \cos\left(\frac{2\pi ik}{2n-1}\right)}_{\substack{= \frac{1}{2} \text{ si } k \neq 0 \\ = n \text{ si } k = 0}} \right] \\ &= \frac{2n+1}{4} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{2n-1}{4} \underbrace{B_0}_{=0} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} &\sum_{i=0}^{n-1} I_i \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{k=0}^{n-1} B_k \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right) + \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{k=0}^{n-1} B_k \cos\left(\frac{2\pi ik}{2n-1}\right) \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \left[B_k \underbrace{\sum_{i=0}^{n-1} \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right)}_{=\frac{1}{2} (j \neq 0)} \right] + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \left[B_k \underbrace{\sum_{i=0}^{n-1} \cos\left(\frac{2\pi ik}{2n-1}\right) \cos\left(\frac{4\pi ij}{2n-1}\right)}_{= \frac{1}{2} \text{ si } k \neq j, = \frac{2n+1}{4} \text{ si } k = 2j} \right] \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{2n-1}{8} B_{2j} \end{aligned}$$

D'où :

$$\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 = \frac{32}{(2n-1)^2} \left[(n-1)\sigma_{det}^2 + \frac{2n+1}{4} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{2n-1}{8} B_{2j} - \frac{3}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k \right]$$

Finalement :

$$\boxed{\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 = \frac{32}{(2n-1)^2} \left[(n-1)\sigma_{det}^2 + \frac{2n-3}{4} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{2n-1}{8} B_{2j} \right]} \quad (\text{A.7})$$

⁴on rappelle que $(2n-1)p_{\delta}p_{\sigma} = 1$

Cette expression est valable si les franges d'interférences sont parfaitement contrastées. Si ce n'est pas le cas, et que le contraste des franges associées à l'élément j du spectre est noté c_j^5 , il faut diviser par c_j la valeur trouvée en faisant une transformation de Fourier inverse de l'interférogramme. L'écart-type du bruit est donc divisé par autant :

$$\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 = \frac{1}{c_j^2} \frac{32}{(2n-1)^2} \left[(n-1) \sigma_{det}^2 + \frac{2n-3}{4} \sum_{k=0}^{n-1} B_k + \frac{2n-1}{8} B_{2j} \right] \quad (\text{A.8})$$

A.2.3 Illustrations numériques

Pour illustrer les expressions mathématiques que nous venons de voir, nous avons réalisé deux simulations numériques. La première a consisté à choisir un spectre rectangulaire, s'étendant sur 33 bandes, quand l'intervalle spectral mesuré total en contient 512. De ce spectre, nous avons calculé un interférogramme suivant l'équation A.3, interférogramme que nous avons perturbé par un bruit de détecteur (d'écart-type 100) et par un bruit de photons. Après rajout de ce bruit, nous avons inversé la mesure en utilisant l'équation A.4 pour estimer le spectre d'entrée. Cette opération a été répétée 2500 fois, ce qui nous a donné la possibilité d'estimer la moyenne et l'écart-type, tant de l'interférogramme que du spectre. Ces résultats sont présentés sur la figure A.1, et on vérifie qu'ils sont en accord avec l'équation A.8 :

$$\begin{cases} N = 512 \\ \sigma_{det} = 100 \\ \sum_{k=0}^{N-1} B_k = 33 \times 10^5 \end{cases} \Rightarrow \sigma_{S_{j,j \neq 0}} = 161$$

La seconde simulation a été faite pour illustrer l'existence du terme « harmonique » de la page 177. Nous nous sommes donc placés dans des conditions favorables à son observation, en prenant un spectre d'entrée quasi-monochromatique, et un bruit au niveau de l'interférogramme surtout constitué du bruit de photons : nous retrouvons alors sur la figure A.2 que la variance du spectre estimé présente un pic à la fréquence moitié de celle du spectre.

⁵c'est-à-dire que la matrice M s'écrit maintenant :

$$M = \begin{pmatrix} \left(\frac{1 + c_j \cos(2\pi i p_\delta j p_\sigma)}{2} \right)_{i,j=0 \dots n-1} \end{pmatrix}$$

et en conséquence la matrice M^{-1} devient :

$$M^{-1} = \frac{2}{2n-1} \cdot \left(\begin{array}{c|c} \frac{2n-1}{1+c_0} - 2 \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{c_k} & \frac{2}{c_j} \\ \hline \frac{2}{c_i} & \left(\frac{4}{c_i} \cos(2\pi p_\delta p_\sigma i j) \right)_{i,j=1 \dots n-1} \end{array} \right)$$

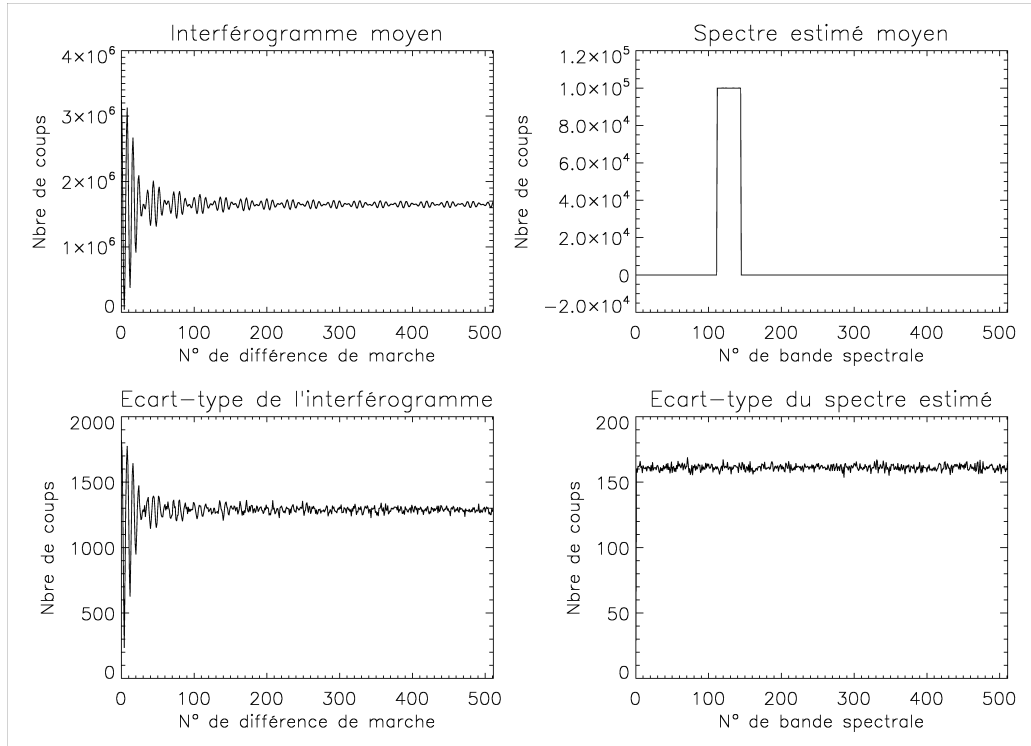


FIG. A.1 – Moyenne et écart-type de l'interférogramme et du spectre estimé, pour un spectre d'entrée rectangulaire et un interférogramme affecté par du bruit de détecteur et du bruit de Poisson

A.3 Mesure par transformée d'Hadamard

A.3.1 Expression des matrices M et M^{-1}

La spectroscopie par transformée d'Hadamard est un cas particulier de spectroscopie par masquage binaire, basé sur l'utilisation de matrices dérivées des matrices d'Hadamard. Il existe plusieurs moyens de construire des matrices d'Hadamard, matrices constituées uniquement de $+1$ et de -1 et vérifiant l'égalité $H \cdot H^t = \mathbf{1}_n$ (où t représente la transposition de matrice et $\mathbf{1}_n$ est la matrice unité de taille n). Un des moyens les plus simples est de se limiter à des matrices de taille 2^n définies par récurrence de la manière suivante :

$$H_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad H_{2^{k+1}} = \left(\begin{array}{c|c} H_{2^k} & H_{2^k} \\ \hline H_{2^k} & -H_{2^k} \end{array} \right)$$

On vérifie aisément par récurrence les trois propositions ci-après :

- $H_{2^k} = H_{2^k}^t$;
- $H_{2^k}^2 = 2^n H_{2^k}$;

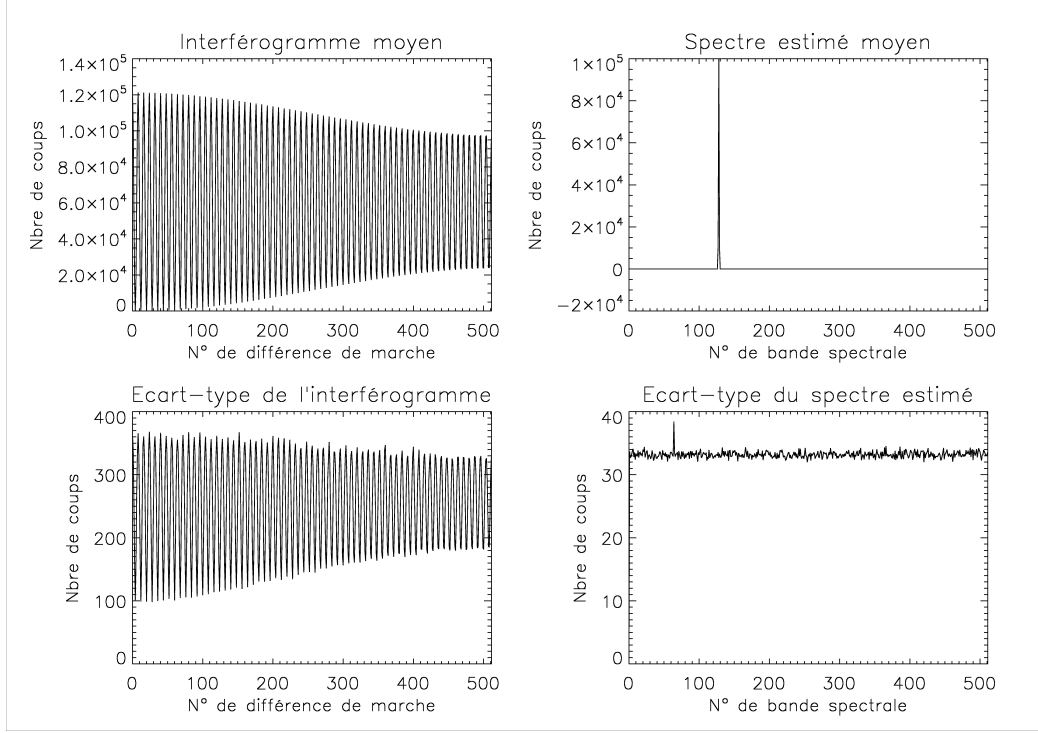


FIG. A.2 – Moyenne et écart-type de l'interférogramme et du spectre estimé, pour un spectre d'entrée quasi-monochromatique et un interférogramme affecté par du bruit de détecteurure et du bruit de Poisson

- si on note $H_{2^k} = \left(\begin{array}{c|c} 1 & 1 \\ \hline 1 & G_{2^{k-1}} \end{array} \right)$, alors chaque colonne ou ligne de $G_{2^{k-1}}$ contient 2^{k-1} termes égaux à -1 et $2^{k-1} - 1$ termes égaux à +1.

Les matrices M que nous avons choisi de traiter dans ce paragraphe⁶ sont de taille $n = 2^k - 1$, formées de 0 et de +1, et obtenues à partir des matrices G en remplaçant les +1 par des 0 et les -1 par des +1. En d'autres termes :

$$M = \frac{1}{2} (J_n - G_{2^{k-1}}) \quad (\text{A.9})$$

J_n étant la matrice (carrée) de taille n formée uniquement de +1.

Si l'on en croit Sloane *et al.* (1969) et Sloane et Harwit (1976), ces matrices peuvent avoir une taille de type $4k - 1$ (avec k entier) et dans le plupart des cas être cycliques. Elles ont de plus l'heureuse propriété d'être, parmi les matrices formées de 0 et de +1, optimales selon certains critères.

Comme chaque colonne ou ligne de M contient $2^{k-1} = \frac{n+1}{2}$ termes égaux à +1 et $2^{k-1} - 1 = \frac{n-1}{2}$ termes nuls, M et J_n commutent. Cette remarque, jointe au fait que $H_{2^k}^2 = 2^k H_{2^k}$, permet de calculer la matrice M^{-1} :

⁶d'après les matrices S de Sloane *et al.* (1969)

$$M^{-1} = -\frac{2}{n+1} G_n \quad (\text{A.10})$$

A.3.2 Bruit sur le spectre estimé

G_n ne contenant que des +1 ou des -1, le calcul du bruit sur le spectre estimé d'après l'équation A.2 est immédiat :

$$\sigma_{S_j}^2 = \frac{4}{(n+1)^2} \sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{I_i}^2 \quad (\text{A.11})$$

Comme pour la mesure par transformée de Fourier, le bruit est réparti uniformément sur le spectre, sous l'unique condition que le bruit affectant l'interférogramme soit décorrélié d'un point à l'autre.

En reprenant les contributions au bruit définies par l'équation A.6, on a :

$$\sigma_{S_j}^2 = \frac{4}{(n+1)^2} \left(n\sigma_{det}^2 + \sum_{i=0}^{n-1} I_i \right)$$

De plus, si on note $M_{i,k}$ l'élément de M situé sur la i^{ieme} ligne et sur la k^{ieme} colonne, on obtient :

$$\sum_{i=0}^{n-1} I_i = \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{k=0}^{n-1} M_{i,k} B_k = \sum_{k=0}^{n-1} B_k \underbrace{\sum_{i=0}^{n-1} M_{i,k}}_{=\frac{n+1}{2}} = \frac{n+1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k$$

Et donc :

$$\sigma_{S_{j,j \neq 0}}^2 = \frac{4}{n+1} \left[\frac{n\sigma_{det}^2}{n+1} + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} B_k \right] \quad (\text{A.12})$$

A.4 Mesure par suppression d'un élément spectral

A.4.1 Expression des matrices M et M^{-1}

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à un cas extrême de multiplexage, qui consiste à intégrer tous les éléments spectraux sauf un. La matrice M associée à ce multiplexage a donc pour expression :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & 1 & \cdots & \cdots & 1 \\ 1 & 0 & 1 & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & 1 \\ 1 & \cdots & \cdots & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

En reprenant les notations du paragraphe précédent, cela devient : $M = J_n - \mathbf{1}_n$.

La matrice inverse est égale à :

$$M^{-1} = \frac{1}{n-1} (J_n - (n-1) \mathbf{1}_n) \quad (\text{A.14})$$

A.4.2 Bruit sur le spectre estimé

$$\sigma_{S_j}^2 = \frac{1}{(n-1)^2} \sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{I_i}^2 + \frac{n^2 - 4n + 3}{(n-1)^2} \sigma_{I_j}^2 \quad (\text{A.15})$$

Dans le cas où le bruit sur I se décompose comme indiqué par l'équation A.6, cette expression devient :

$$\sigma_{S_j}^2 = \frac{1}{(n-1)^2} \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sigma_{det}^2 + \sum_{i=0}^{n-1} I_i + (n^2 - 4n + 3) \sigma_{det}^2 + (n^2 - 4n + 3) I_j \right]$$

Étant donné que $I_i = \sum_{k=0}^{n-1} B_k - B_i$, on a $\sum_{i=0}^{n-1} I_i = (n-1) \sum_{k=0}^{n-1} B_k$, d'où :

$$\sigma_{S_j}^2 = \frac{1}{(n-1)^2} \left[(n^2 - 3n + 3) \sigma_{det}^2 + (n^2 - 3n + 2) \sum_{k=0}^{n-1} B_k + (n^2 - 4n + 3) B_j \right] \quad (\text{A.16})$$

A.5 Comparaison des différentes méthodes de multiplexage

Après avoir calculé comment se traduisait le bruit de la mesure sur l'estimation du spectre pour ces différents multiplexages, il nous reste à les comparer en termes de rapport signal à bruit. Une comparaison précise nécessiterait de s'intéresser à la réalisation expérimentale des spectromètres, de manière à inclure les imperfections des systèmes, mais là n'est pas notre objectif, qui est simplement d'indiquer rapidement dans quelles conditions peut se manifester l'avantage multiplex. Nous nous contentons donc des modèles utilisés dans les paragraphes précédents et représentés par les matrices M .

En simplifiant encore plus le problème, nous supposons que le spectre observé est un spectre de luminance spectrique photonique⁷ constante dans l'intervalle spectral mesuré, qui contient n bandes spectrales contiguës régulièrement réparties (sur une échelle en nombres d'onde), la luminance spectrique étant nulle hors de ce domaine. En outre, nous considérons que quel que soit le principe de mesure utilisé (mesure directe, par transformée de Fourier, par transformée d'Hadamard, ou par suppression d'un élément spectral), les conditions d'observation sont identiques : même étendue géométrique, même détecteur, même bruit de fond, même durée de mesure totale t . Comme, en spectroscopie par transformée de Fourier « classique », le spectre est mesuré à partir du nombre d'onde nul, il nous faut définir N le nombre de bandes spectrales que contient le domaine spectral à partir du nombre d'onde nul⁸ (voir la figure A.5).

Nous avons aussi considéré le cas de mesures successives (avec un seul détecteur) ou de mesures simultanées faites en utilisant suffisamment de détecteurs. En termes de rapport

⁷étant sous-entendu que la réponse des détecteurs est proportionnelle au nombre de photons reçus, et non à leur énergie

⁸c'est-à-dire que nous n'utilisons pas l'information *a priori* que le spectre est nul en-dehors des n bandes mesurées par ailleurs

signal à bruit, cette distinction n'a toutefois de sens que pour la mesure directe. En effet, dans ce cas, l'utilisation de plusieurs détecteurs permet d'utiliser de la lumière qui est sans cela perdue : chaque détecteur reçoit donc le même flux que s'il n'y avait qu'un détecteur, mais pendant un temps beaucoup plus long. Le signal est ainsi accru d'un facteur n . Par contre, dans les trois cas ici exposés de mesure multiplexée, utiliser une barrette de détecteurs au lieu d'un seul ne modifie pas le signal mesuré, puisque, si le temps de mesure est bien augmenté, le flux reçu par chaque détecteur est réduit d'autant.

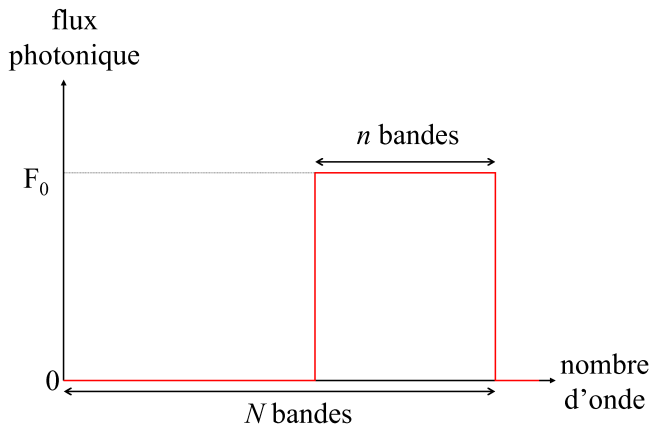


FIG. A.3 – *Modèle de spectre simplifié choisi comme entrée pour la comparaison des différents multiplexages*

En se limitant au terme prépondérant en n , et en ne considérant qu'un seul type de bruit (bruit de détecteur ou bruit de photons à l'exclusion l'un de l'autre), on obtient les rapports signal à bruit indiqués dans le tableau A.1. La principale conclusion de ce tableau succinct est que l'avantage multiplex ne se manifeste pas toujours, et dépend à la fois des statistiques du bruit et du type de multiplexage. Le premier point s'entend bien : en multiplexant, on augmente le signal détecté par rapport à la mesure directe, ce qui entraîne en certains cas une augmentation du bruit, par exemple lorsqu'il y a du bruit de photons. Le second point est tout aussi intuitif : avec la mesure par suppression d'un élément spectral, le signal utile sur la mesure est la différence entre la luminance totale (intégrée spectralement) et la luminance intégrée sur la bande spectrale considérée, autrement dit, le signal utile a la même amplitude que celui en mesure directe, mais le signal de fond est beaucoup plus important, ce qui n'est pas gênant quand le bruit n'augmente pas avec le signal, mais le devient quand apparaît un bruit au comportement similaire au bruit de photons. Dans ces conditions, espérer un quelconque « avantage multiplex » est illusoire, puisqu'au final il s'agit même d'un désavantage. Un dernier point de comparaison à ne pas oublier est que la répartition du bruit sur l'estimation du spectre peut être modifiée par le multiplexage. On a ainsi vu que, lors d'une mesure par transformée de Fourier ou d'Hadamard, le bruit était uniformément réparti sur tout le spectre, ce qui est par exemple favorable à une mesure de raies d'émission, mais défavorable si ce sont les raies d'absorption du spectre incident qui sont à estimer.

	signal	bruit (écart-type)	Rapport Signal à Bruit	Rapport Signal à Bruit (bruit de photons)	Rapport Signal à Bruit (bruit de détecteur)
mesure directe (mesures successives)	$F_0 \frac{t}{n}$	$\sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 \frac{t}{n}}$	$\frac{F_0 t}{\sqrt{n} \sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 t}}$	$\sqrt{\frac{F_0 t}{n}}$	$\frac{F_0 t}{n \sigma_{det}}$
mesure directe (mesures simultanées)	$F_0 t$	$\sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 t}$	$\frac{F_0 t}{\sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 t}}$	$\sqrt{F_0 t}$	$\frac{F_0 t}{\sigma_{det}}$
mesure par transformée de Fourier	$F_0 \frac{t}{N}$	$\sqrt{\frac{8}{N} \left[\sigma_{det}^2 + \frac{n}{2} F_0 \frac{t}{N} \right]}$	$\frac{F_0 t}{2 \sqrt{2N \sigma_{det}^2 + n F_0 t}}$	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{F_0 t}{n}}$	$\frac{F_0 t}{2 \sqrt{2N} \sigma_{det}}$
mesure par transformée d'Hadamard	$F_0 \frac{t}{n}$	$\sqrt{\frac{2}{n} \sqrt{2 \sigma_{det}^2 + F_0 t}}$	$\frac{F_0 t}{\sqrt{2n} \sqrt{2 \sigma_{det}^2 + F_0 t}}$	$\sqrt{\frac{F_0 t}{2n}}$	$\frac{F_0 t}{2 \sqrt{n} \sigma_{det}}$
mesure par suppression d'un élément spectral	$F_0 \frac{t}{n}$	$\sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 t}$	$\frac{F_0 t}{n \sqrt{\sigma_{det}^2 + F_0 t}}$	$\sqrt{\frac{F_0 t}{n}}$	$\frac{F_0 t}{n \sigma_{det}}$

TAB. A.1 – Équivalents du rapport signal à bruit quand le nombre de bandes spectrales est grand, pour différentes méthodes de multiplexage. On rappelle que F_0 est le flux de photons dans une bande spectrale que reçoit l'instrument, σ_{det} est en nombre d'électrons l'écart-type du bruit de détecteur (c'est-à-dire tout bruit indépendant du signal), t est la durée totale de la mesure du spectre, et n est le nombre de bandes mesurées alors que N est le nombre total de bandes comprises entre le nombre d'onde nul et le nombre d'onde maximum.

ANNEXE A. AVANTAGE MULTIPLEX

Annexe B

Description plus détaillée de certains spectro-imageurs aéroportés

Nom	Advanced Airborne Hyperspectral Imaging System
Acteurs	Science and Technology International (USA - racheté par BAE Systems North America)
Principe physique	<i>Prism-Grating-Prism</i>
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VIS-NIR : 390 - 840 nm
Caractéristiques spectrales	384 bandes (pas d'échantillonnage : 1,17 nm)
Caractéristiques spatiales	512 pixels FOV : 20° IFOV : 0,7 mrad × 0,9 mrad pas d'échantillonnage au sol de 6,5 cm à 122 m d'altitude
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Diamètre de la pupille d'entrée : 8,5 mm. ▪ Deux instruments permettent d'obtenir un champ de vue de 40°. ▪ Un filtre sélecteur d'ordre est placé au niveau du détecteur. ▪ Les données présentées ici correspondent à la quatrième génération d'instrument.
Références	(1) M. Topping, J. Pfeiffer, A. Sparks, K. Jim et D. Yoon. Advanced Airborne Hyperspectral Imaging System (AAHIS). In <i>Proc. SPIE, vol. 4816, Imaging Spectrometry VIII</i> , p. 1-11, 2002

TAB. B.1 – caractéristiques instrument AAHIS

Nom	Airborne Hyperspectral Imager
Acteurs	Hawaii Institute of Geophysics and Planetology (USA)
Principe physique	réseau plan en réflexion
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	LWIR : 7,5 - 11,5 μm
Caractéristiques spectrales	210 bandes (pas d'échantillonnage : 17 nm ; résolution : 52 nm)
Caractéristiques spatiales	240 pixels FOV : 7° (si focale de 111 mm) IFOV : $\underbrace{0,5 \text{ mrad}}_{// \text{ à la fente}} \times \underbrace{2,5 \text{ mrad}}_{\perp \text{ à la fente}}$
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> La suppression du fond instrumental est réalisée par un filtre linéairement variable, de 95 nm de largeur spectrale, situé dans un plan focal intermédiaire (et non au niveau du détecteur, pour limiter les risques) et refroidi (ainsi que tous les éléments placés en aval). La fente est courbe pour compenser le fait que deux faisceaux issus de deux points différents n'ont pas les mêmes angles d'incidence au niveau du filtre. Ouvert à f/4. Transmission de l'instrument : $16\% = \underbrace{30\%}_{\text{LVF}} \times \underbrace{60\%}_{\text{spectro.}} \times \underbrace{90\%}_{\text{optique}}$ NESR : $0,03 \text{ W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$
Références	<p>(1) P. Lucey, T. Williams et M. Winter. Recent results from AHI, an LWIR hyperspectral imager. In <i>Proc. SPIE, vol. 5159, Imaging Spectrometry IX</i>, p. 361-369, 2003</p> <p>(2) M. Winter, P. Lucey, T. Williams et M. Wood. Calibration of the University of Hawaii's Airborne Hyperspectral Imager. In <i>Proc. SPIE, vol. 5159, Imaging Spectrometry IX</i>, p. 370-379, 2003</p>

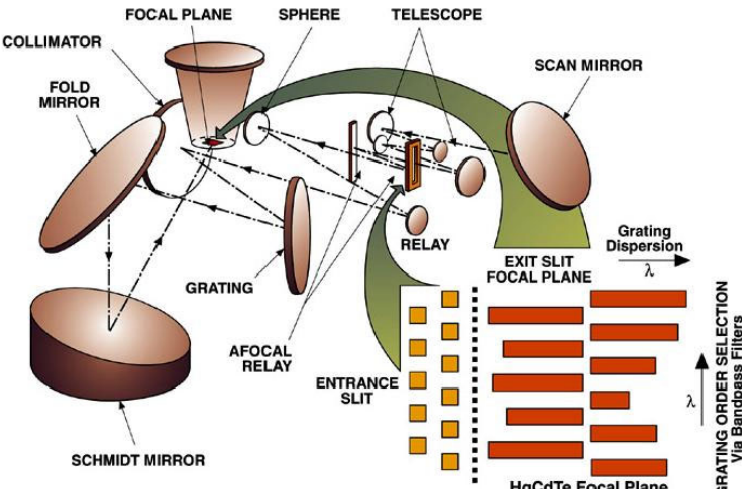
TAB. B.2 – caractéristiques instrument AHI

Nom	Adaptive Infrared Imaging Spectroradiometer
Acteurs	Physical Science Inc. (USA)
Principe physique	filtre accordable de Fabry-Perot
Mode d'acquisition	trame pointée
Domaine spectral	LWIR : 8 - 11 μm (existe aussi en MWIR : 3,5 - 5 μm)
Caractéristiques spectrales	résolution : 10 cm^{-1} (en MWIR : 43 nm) précision : 1 cm^{-1}
Caractéristiques spatiales	64 \times 64 pixels IFOV : 0,8 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ D'autres formats matriciels sont disponibles (128\times128 ou 256\times256). ▪ L'étalon Fabry-Pérot est utilisé dans les ordres 2 et 3. ▪ Ouvert à f/2,4. ▪ Transmission de l'étalon : 70% ▪ NESR : entre 0,01 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ à 8,8 μm et 0,024 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ à 10,9 μm
Références	<p>(1) C. Gittins, W. Marinelli et J. Jensen. Remote characterization of chemical vapor plumes by LWIR imaging Fabry-Perot spectrometry. In <i>Fifth Joint Conference on Standoff Detection for Chemical and Biological Defense</i>, 2001</p> <p>(2) W. Rawlins, W. Lawrence, W. Marinelli et M. Allen. Hyperspectral infrared imaging of flames using a spectrally scanning Fabry-Perot filter. In <i>2nd Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute</i>, 2001</p> <p>(3) W. Marinelli, C. Gittins, B. Cosofret et al. Development of the AIRIS-WAD multispectral sensor for airborne standoff chemical agent and toxic industrial chemical detection. In <i>Parallel Meetings of the MSS Specialty groups on Passive Sensors; Camouflage, Concealment and Deception; Detectors; and Materials</i>, 2005</p> <p>(4) www.psicorp.com</p>

TAB. B.3 – caractéristiques instrument AIRIS

Nom	Airborne InfraRed Imaging Spectrometer
Acteurs	DRDC-RDDC Valcartier (Québec, Canada)
Principe physique	interféromètre de Michelson à miroir mobile
Mode d'acquisition	trame pointée
Domaine spectral	MWIR-LWIR : 2 - 12 μm
Caractéristiques spectrales	jusqu'à 1 cm^{-1} de résolution spectrale
Caractéristiques spatiales	8 \times 8 pixels FOV : 0,55 ° IFOV : 3,6 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ L'interféromètre est basé sur le composant ABB MR-300 d'ABB Bomem. ▪ La séparatrice de l'interféromètre est en BaF₂. ▪ Deux détecteurs sont utilisés simultanément (InSb de 2 à 5,3 μm et HgCdTe de 3,3 à 12 μm), un sur chaque port de sortie de l'interféromètre. ▪ Les optiques amont et aval peuvent être changées pour modifier le champ de vue.
Références	(1) T. Smithson. AIRIS - The Canadian Airborne Infrared Hyperspectral Imager : Current Status and Future Developments. In <i>Proc. OSA FTS/HISE Topical Meeting</i> , 2007

TAB. B.4 – caractéristiques instrument AIRIS (autre)

Nom	Atmospheric InfraRed Sounder
Acteurs	Lockheed Infrared Imaging Systems (USA - racheté par British Aerospace)
Principe physique	réseau à échelle plan en réflexion (séparation des ordres par des filtres)
Mode d'acquisition	monopoint
Domaine spectral	MWIR-LWIR : 3,7 - 15,4 μm
Caractéristiques spectrales	2666 bandes (résolution $\Delta\lambda : \frac{\lambda}{\Delta\lambda} > 1200$; pas d'échantillonnage : $\frac{\Delta\lambda}{2}$)
Caractéristiques spatiales	FOV : $\pm 49,5^\circ$ IFOV : $1,1^\circ$
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Cet instrument appartient au satellite AQUA de la NASA (lancé en 2002). ■ Le réseau échelle est gravé à 13 traits/mm : on évite la superposition des ordres au moyen de plusieurs fentes (onze), comportant chacune un filtre étroit qui ne laisse passer que le domaine spectral utile. Une seconde sélection est effectuée à l'aide de filtres placés au niveau des détecteurs. Au total, sept ordres de diffraction sont utilisés. Les fentes (et donc le plan focal) sont conjuguées avec la pupille d'entrée. ■ Le signal est modulé par un hacheur en amont du spectrographe pour atténuer le bruit en 1/f. ■ NETD : entre 0,14 et 0,35 K (pour une scène à 250 K)  <p>• Spectral filters at each entrance slit and over each FPA array isolate color band (grating order) of interest</p>
Références	<ol style="list-style-type: none"> (1) www-air.jpl.nasa.gov (2) T. Pagano, H. Aumann, S. Gaiser et D. Gregorich. Early Calibration Results from the Atmospheric Infrared Sounder (AIRS) on Aqua. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 4891, <i>Optical Remote Sensing of the Atmosphere and Clouds III</i>, p. 76-83, 2003

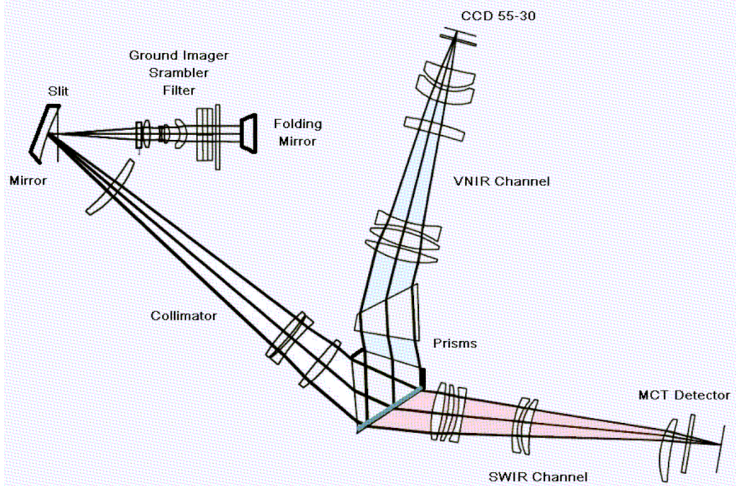
TAB. B.5 – caractéristiques instrument AIRS

Nom	AISA-Eagle
Acteurs	Specim (Finlande)
Principe physique	<i>Prism-Grating-Prism</i>
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VIS-NIR : 400 - 970 nm
Caractéristiques spectrales	488 bandes (pas d'échantillonnage : 1,25 nm ; résolution : 2,9 nm)
Caractéristiques spatiales	980 pixels FOV : 29,9°(avec une focale de 23 mm) IFOV : 0,5 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à f/2,4. ▪ SNR maximal : 350 ▪ Il est possible de changer l'optique de tête.
Références	(1) www.specim.fi

TAB. B.6 – caractéristiques instrument AISAEagle

Nom	AISA-Hawk
Acteurs	Specim (Finlande)
Principe physique	<i>Prism-Grating-Prism</i>
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	SWIR : 970 - 2450 nm
Caractéristiques spectrales	254 bandes (pas d'échantillonnage : 5,8 nm ; résolution : 8,5 nm)
Caractéristiques spatiales	300 pixels FOV : 17,8°(avec une focale de 30 mm) IFOV : 0,94 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à f/2. ▪ SNR maximal : 800 ▪ Il est possible de changer l'optique de tête.
Références	(1) www.specim.fi

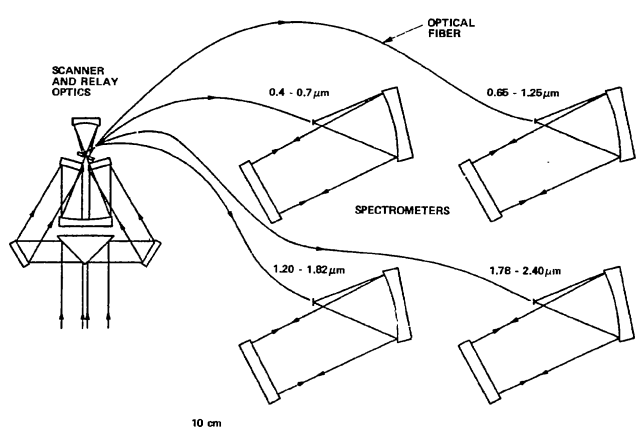
TAB. B.7 – caractéristiques instrument AISAHawk

Nom	Airborne PRISM Experiment
Acteurs	ESA Remote Sensing Laboratories (Zurich, Suisse) Vito (Mol, Belgique)
Principe physique	prismes droits
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR : 380 - 1000 nm SWIR : 930 - 2500 nm
Caractéristiques spectrales	VISNIR : 312 bandes (résolution : < 7,5 nm) SWIR : 195 bandes (résolution : < 15 nm)
Caractéristiques spatiales	1000 pixels FOV : $\pm 14^\circ$ IFOV : 0,48 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ APEX sert de pré-étude à la mission spatiale PRISM (<i>Process Research by an Imaging Space Mission</i>). ■ Une sommation (reprogrammable) des pixels au niveau des détecteurs fera qu'il n'y aura que 300 bandes spectrales au total. ■ Une calibration spectro-radiométrique sera faite en vol en insérant un miroir dans le train optique de sorte que le spectrographe observe une sphère intégrante à travers des filtres (placés sur une roue) en quartz dopés aux terres rares. ■ Les premiers vols sont prévus en 2008. 
Références	<p>(1) M. Schaepman, K. Itten et al. APEX : Current Status of the Airborne Dispersive Pushbroom Imaging Spectrometer. In <i>Proc. SPIE vol. 5234, Sensors, Systems, and Next Generation Satellites VII</i>, p. 202-210, 2004</p> <p>(2) J. Nieke, K. Itten, W. Debruyne et al. The Airborne Imaging Spectrometer APEX : from concept to realisation. In <i>Proc. 4th EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy</i>, 2005</p> <p>(3) www.apex-esa.org</p>

TAB. B.8 – caractéristiques instrument APEX

Nom	Airborne Reflective/Emissive Spectrometer
Acteurs	DLR (Allemagne) Integrated Spectronics (Sydney, Australie)
Principe physique	réseau (au moins pour le LWIR)
Mode d'acquisition	monopoint
Domaine spectral	VISNIR : 0,47 - 0,89 μm SWIR-a : 0,89 - 1,80 μm SWIR-b : 2,02 - 2,42 μm LWIR : 8,5 - 12,5 μm
Caractéristiques spectrales	VISNIR : 28 bandes (résolution et pas d'échantillonnage : 16 nm) SWIR-a : 60 bandes (résolution et pas d'échantillonnage : 16 nm) SWIR-b : 32 bandes (résolution et pas d'échantillonnage : 12 nm) LWIR : 32 bandes (résolution : 125 nm ; pas d'échantillonnage : 140 nm)
Caractéristiques spatiales	IFOV : 2 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ ARES est dérivé d'HyMap. ▪ ARES est formé de deux instruments distincts, un pour le domaine réfléchif (VISNIR-SWIR), l'autre pour le domaine émissif (LWIR). ▪ NESR (objectif) : 0,05 $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ entre 0,47 μm et 0,89 μm; 0,03 $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ entre 0,89 μm et 1,8 μm; 0,02 $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ entre 2,02 μm et 2,42 μm ▪ NETD (objectif) : 0,1 K entre 8,1 μm et 10 μm; 0,2 K entre 10 μm et 12,1 μm
Références	<p>(1) A. Müller, R. Richter, M. Habermeyer et al. Spectroradiometric Requirements for the Reflective Module of the Airborne Spectrometer ARES. In <i>IEEE Geoscience and remote sensing letters</i>, vol. 2, n° 3, p. 329-332, 2005.</p> <p>(2) A. Mueller, R. Richter, M. Habermeyer et al. ARES - A New Reflective / Emissive Imaging Spectrometer for Terrestrial Applications. In <i>Proc. SPIE vol. 5574, Remote Sensing for Environmental Monitoring, GIS Applications, and Geology IV</i>, p. 120-127, 2004</p> <p>(3) www.ares.caf.dlr.de</p>

TAB. B.9 – caractéristiques instrument ARES

Nom	Airborne Visible/InfraRed Imaging Spectrometer
Acteurs	Jet Propulsion Laboratory (Pasadena, USA)
Principe physique	réseaux plans en réflexion
Mode d'acquisition	monopoint
Domaine spectral	VISNIR-SWIR : 0,38 - 2,5 μm
Caractéristiques spectrales	224 bandes (résolution et pas d'échantillonnage : 10 nm)
Caractéristiques spatiales	FOV : 30 ° IFOV : 1 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Opérationnel depuis 1987, AVIRIS est un instrument ancien et réputé. ■ AVIRIS est composé de quatre spectromètres différents (A : 400-700 nm ; B : 700-1300 nm ; C : 1300-1900 nm ; D : 1900-2500 nm) partageant la même optique de tête. Au niveau du plan focal de cette dernière sont disposées les entrées de quatre fibres optiques, qui amènent la lumière aux spectromètres, dont l'élément dispersif est un réseau blazé gravé sur une surface légèrement convexe afin de corriger les aberrations. Les détecteurs sont des barrettes de 32 (spectromètre A) ou 64 éléments, devant lesquelles ont été placés une optique de champ et un filtre rejetant les longueurs d'onde n'appartenant pas au domaine spectral du spectromètre. Dans le cas du spectromètre D, ce filtre est linéairement variable. Les quatre détecteurs sont lus avec un retard permettant de compenser leur décalage au niveau du plan focal. ■ Une mesure du signal d'obscurité est faite au moyen d'un obturateur mécanique, qui peut aussi être éclairé (via des fibres optiques) par une lampe d'étalonnage munie de divers filtres. 

suite page suivante →

Références	<p>(1) S. Macenka et M. Chrisp. Airborne Visible/InfraRed Imaging Spectrometer (AVIRIS) - Spectrometer Design and Performance. In <i>Proc. of AVIRIS workshops</i>, p. 13, 1987 (disponible sur ftp ://popo.jpl.nasa.gov/pub/docs/workshops)</p> <p>(2) R. Green, M. Eastwood, C. Sarture et al. Imaging Spectroscopy and the Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS). In <i>Remote Sens. Environ.</i>, vol. 65, p. 227-248, 1998</p> <p>(3) http ://aviris.jpl.nasa.gov</p>
-------------------	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

TAB. B.10: caractéristiques instrument AVIRIS

Nom	Computerized Component Variable Interference Filter Imaging Spectrometer System								
Acteurs	University of Dundee (R-U) Flight Landata Inc. (Lawrence, USA)								
Principe physique	filtre en coin								
Mode d'acquisition	trame défilante								
Domaine spectral	VISNIR : 620 - 870 nm								
Caractéristiques spectrales	96 bandes (résolution : entre 8 et 9 nm)								
Caractéristiques spatiales	768 pixels (de fauchée) FOV : 21,6° (avec une focale de 16 mm) IFOV : 0,52 mrad								
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ L'instrument complet est constitué de deux (ou trois) spectro-imageurs placés côte à côte, et couvrant chacun une partie du domaine spectral. En effet, d'après (1), chaque filtre en coin à une largeur totale d'environ 200 nm. Par exemple, le domaine spectral [420nm ; 870nm] est découpé en deux sous-domaines, [420nm ; 620nm] et [620nm ; 870nm]. ■ Toujours d'après (1), la résolution spectrale des filtres en coin est de 8 nm pour le premier sous-domaine spectral, et de 9 nm pour le second, ce qui correspond spatialement à 23 et 20 pixels. ■ Il est souligné dans (1) que le principe d'acquisition à <i>trame défilante</i> permet la reconstitution de la trajectoire uniquement à partir des images acquises, sans utiliser les données de navigation du porteur ou de l'éventuelle plate-forme stabilisée. Ce spectro-imageur est donc moins sensible à des perturbations de l'attitude du porteur. <div style="text-align: center;"> </div> <div style="margin-top: 10px;"> <table style="width: 100%; border: none;"> <tr> <td style="width: 50%;">14 : caméra</td> <td style="width: 50%;">73 : air</td> </tr> <tr> <td>20 : filtre linéairement variable sur son substrat</td> <td>74 : colle</td> </tr> <tr> <td>71 : monture de la caméra</td> <td>76 : surface traitée</td> </tr> <tr> <td>72 : filtre bloquant</td> <td>78 : surface sensible CCD</td> </tr> </table> </div>	14 : caméra	73 : air	20 : filtre linéairement variable sur son substrat	74 : colle	71 : monture de la caméra	76 : surface traitée	72 : filtre bloquant	78 : surface sensible CCD
14 : caméra	73 : air								
20 : filtre linéairement variable sur son substrat	74 : colle								
71 : monture de la caméra	76 : surface traitée								
72 : filtre bloquant	78 : surface sensible CCD								
Références	<p>(1) Y. Gu and J. M. Anderson. Geometric processing of hyperspectral image data acquired by VIFIS on board light aircraft. In <i>Int. J. Remote Sensing</i>, vol. 24, p. 4682-4698, 2003</p> <p>(2) X. Sun. Computer controlled, 3-CCD camera, airborne, variable interference filter imaging spectrometer system. Brevet US 5,790,188</p> <p>(3) flightlandata.dyndns.org</p>								

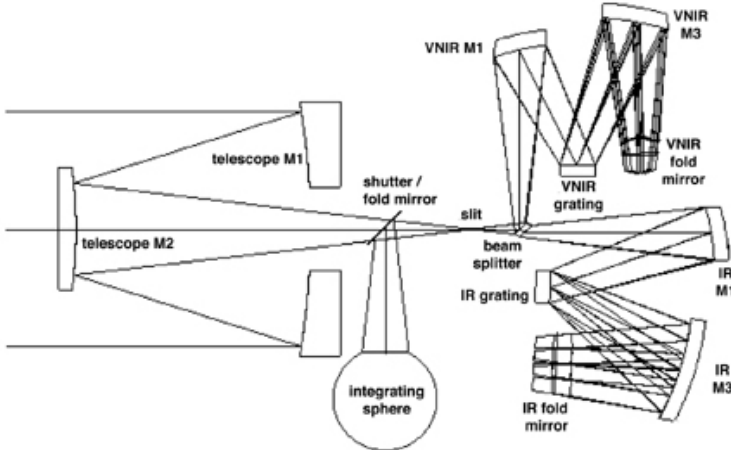
TAB. B.11 – caractéristiques instrument C2VIFIS

Nom	Compact Airborne Spectrographic Imager
Acteurs	Itres (Calgary, Canada et Englewood, USA)
Principe physique	réseau plan en réflexion
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VIS-NIR : 380 - 1050 nm
Caractéristiques spectrales	288 bandes (pas d'échantillonnage et résolution : 2,4 nm)
Caractéristiques spatiales	1500 pixels FOV : 40 ° IFOV : 0,49 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Il y a toute une famille d'instruments CASI, aux spécifications différentes. On peut toutefois supposer qu'ils utilisent tous le même principe physique d'acquisition (réseau plan en réflexion). ■ Ouvert à f/3,5.
Références	<p>(1) www.itres.com</p> <p>(2) R. Smith, J. Irish et M. Smith. Airborne lidar and airborne hyperspectral imagery : a fusion of two proven sensors for improved hydrographic surveying. In <i>Proc. Canadian Hydrographic Conference</i>, 2000</p>

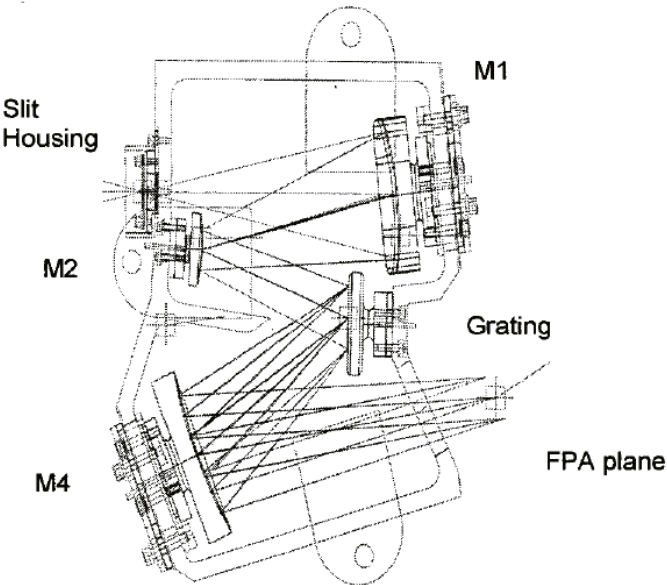
TAB. B.12 – caractéristiques instrument CASI-1500

Nom	Compact Airborne Spectral Sensor
Acteurs	US Army Night Vision and Electronics Sensors Directorate (USA) Jet Propulsion Laboratory (USA) pour le réseau
Principe physique	réseau convexe (montage d'Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant (mais défilement perpendiculairement à l'avancée du porteur)
Domaine spectral	VISNIR-SWIR : 400 μm - 2,35 μm
Caractéristiques spectrales	558 bandes (pas d'échantillonnage : 7,6 nm)
Caractéristiques spatiales	256 pixels de fauchée instantanée FOV : 5,5° de fauchée instantanée (jusqu'à 30° avec le balayage) IFOV : 0,35 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à $f/2,5$. ▪ Focale de 100 mm. ▪ L'efficacité du réseau à deux angles de blaze est d'environ 40%. ▪ Le détecteur est de format 256×256, les pixels font 40 μm de côté, et son efficacité est supérieure à 60%. La zone active est du HgCdTe et le substrat en CdZnTe a été enlevé pour permettre une utilisation jusqu'à 400 nm. Le bruit de lecture est de 120 électrons, pour une capacité de charge de plus de deux millions d'électrons.
Références	(1) C. Simia, E. Winter, M. Williams et D. Driscoll. Compact Airborne Spectral Sensor (COMPASS). In <i>Proc. SPIE, vol. 4381, Algorithms for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery VII</i> , p. 129-136, 2001

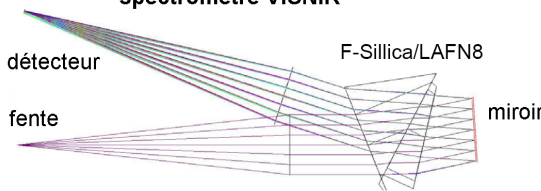
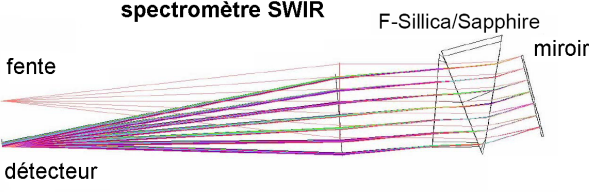
TAB. B.14 – caractéristiques instrument COMPASS

Nom	Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars
Acteurs	Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory (USA)
Principe physique	réseaux convexes (montage d'Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR : 362 nm - 1053 nm SWIR-MWIR : 1002 nm - 3920 nm
Caractéristiques spectrales	558 bandes (pas d'échantillonnage : 6,55 nm)
Caractéristiques spatiales	640 pixels de fauchée FOV : 2,12° IFOV : 61,5 μ rad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La sonde Mars reconnaissance Orbiter a été lancée en août 2005. ▪ Ouvert à f/4,4. ▪ Les deux matrices de détecteurs Rockwell ont le même format (640×480, pixels de 27μm) et le même circuit de lecture. Le détecteur MWIR est en HgCdTe, le VISNIR est formé de photodiodes Si (ce qui, par rapport à la technologie CCD, permet d'augmenter la longueur d'onde de coupure et d'éviter le transfert de trame). ▪ Le filtre séparateur d'ordre pour le domaine MWIR est formé de la juxtaposition de trois filtres, deux larges bandes et un linéairement variable. ▪ La séparation entre les deux domaines spectraux se fait par une lame dichroïque après la fente (le télescope d'entrée est commun aux deux voies). ▪ Une sphère intégrante permet une calibration en vol. 
Références	<p>(1) http://crism.jhuapl.edu</p> <p>(2) P. Silverglate et D. Fort. System design of the CRISM (compact reconnaissance imaging spectrometer for MARS) hyperspectral imager. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 5159, <i>Imaging Spectrometry IX</i>, p. 283-290, 2003</p> <p>(3) S Murchie, R. Arvidson, P. Bedini et al. CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for MARS) on MRO (Mars Reconnaissance Orbiter). In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 5660, <i>Instruments, Science, and Methods for Geospace and Planetary Remote Sensing</i>, p. 66-77, 2004</p>

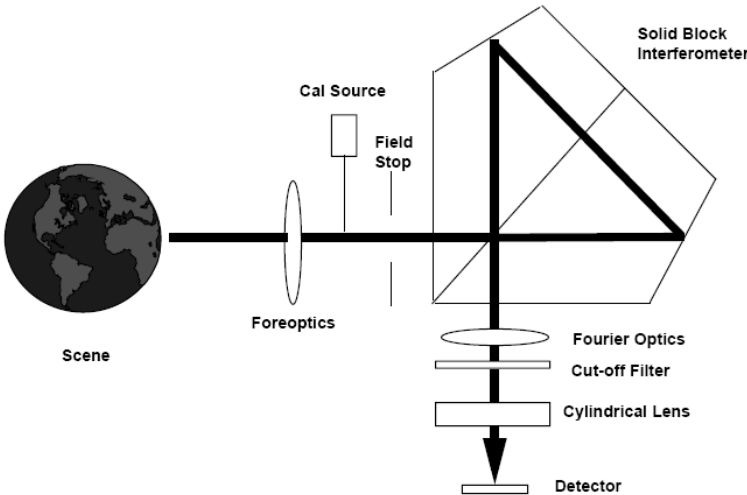
TAB. B.15 – caractéristiques instrument CRISM

Nom	Dual Octave Hyperspectral Imaging Spectrometer
Acteurs	Army's Night Vision and Electronics Sensors Directorate NVESD (USA) SSG Precision Optronics (USA)
Principe physique	réseau plan en réflexion, plan focal bi-bandes
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	MWIR : 3,5 - 6 μm LWIR : 7 - 12 μm
Caractéristiques spectrales	MWIR : 320 bandes LWIR : 320 bandes
Caractéristiques spatiales	240 pixels FOV : 1 ° IFOV : 0,074 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Dans la version décrite ici, DOHIS a été conçu comme un instrument de démonstration de principe, et non comme un instrument aéroporté opérationnel. ▪ Le réseau de diffraction (30 traits/mm) étant blazé pour une longueur d'onde de 8 μm, il l'est aussi à 4 μm (dans l'ordre double). On a donc superposition au niveau du plan focal des spectres MWIR et LWIR, qu'un détecteur bi-bandes permet de séparer. ▪ Diamètre de la pupille d'entrée : 170 mm ▪ Ouvert à f/4. ▪ DRS Infrared Technologies Inc. (USA) a fourni le plan focal bi-bandes en HgCdTe, de format 320×240. 
Références	(1) J.R. Schwartz, J. Kocjan et D. Driscoll. Mid-wave/long-wave infrared dual-octave hyperspectral imaging spectrometer. In <i>Proc. IEEE Aerospace conference</i> , vol. 4, p. 1831-1841, 2003

TAB. B.16 – caractéristiques instrument DOHIS

Nom	Environmental Mapping and Analysis Program
Acteurs	Kayser-Threde GmbH (Munich, Allemagne) GeoForschungsZentrum (Potsdam, Allemagne)
Principe physique	deux prismes droits accolés en configuration Littrow
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR-SWIR : 0,42 - 2,45 μm
Caractéristiques spectrales	200 bandes (pas d'échantillonnage : 5 nm entre 500 et 850 nm, 10 nm sinon)
Caractéristiques spatiales	1024 pixels FOV : 2,7 ° IFOV : 0,05 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Le lancement du satellite est prévu en 2010. ■ L'instrument comporte une même optique de tête pour les deux spectromètres, mais ceux-ci ne partagent pas la même fente : plutôt qu'une séparation par lame dichroïque, il a été choisi d'utiliser deux fentes différentes, correspondant à des empreintes au sol décalées de 90 m (la largeur au sol des fentes est de 30 m). <div style="text-align: center;"> <p>spectromètre VISNIR</p>  <p>spectromètre SWIR</p>  </div>
Références	<p>(1) T. Stuffer, C. Kaufmann, S. Hofer et al. The EnMAP hyperspectral imager - An advanced optical payload for future applications in Earth observation programmes. In <i>Acta Astronautica</i>, vol. 61, p. 115-120, 2007</p> <p>(2) C. Kaufman. <i>Environmental Mapping and Analysis Program</i>. Présenté à l'atelier PNTS « hyperspectral » de l'université de Nantes (www.sciences.univ-nantes.fr/geol/PNTS2007), 2007</p>

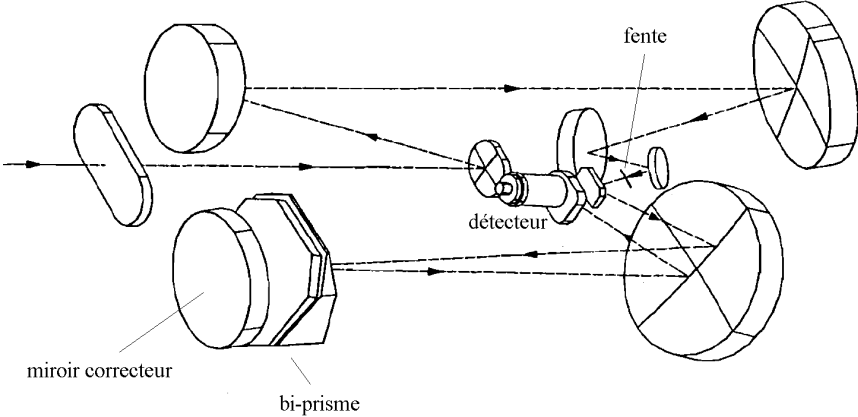
TAB. B.17 – caractéristiques instrument EnMAP

Nom	Fourier Transform Hyperspectral Imager
Acteurs	Air Force Research Laboratory (USA) Kestrel Corporation (USA)
Principe physique	interféromètre de Sagnac statique avec lentille cylindrique
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VIS-NIR : 475 nm - 1050 nm
Caractéristiques spectrales	146 bandes utiles (pas d'échantillonnage de 85 cm^{-1})
Caractéristiques spatiales	1024 pixels FOV : 3° IFOV : $50 \mu\text{rad}$
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ FTHSI était embarqué à bord du mini-satellite MightySat II.1, lancé en juillet 2000 ▪ L'interféromètre de Sagnac est monolithique. ▪ Ouvert à $f/3,4$ dans la direction de la fauchée et à $f/5,3$ dans l'autre direction (la direction des interférogrammmes). 
Références	<p>(1) S. Yarbrough, T. Caudill, E. Kouba et al. MightySat II.1 hyper-spectral imager : summary of on-orbit performance. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 4480, <i>Imaging Spectrometry VII</i>, p. 186-197, 2002</p> <p>(1) L. Otten, B. Jones, A. Edwards et al. Space Based Hyperspectral Imagery of the Moon and Earth Limb. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 4540, <i>Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites V</i>, p. 88-99, 2001</p>

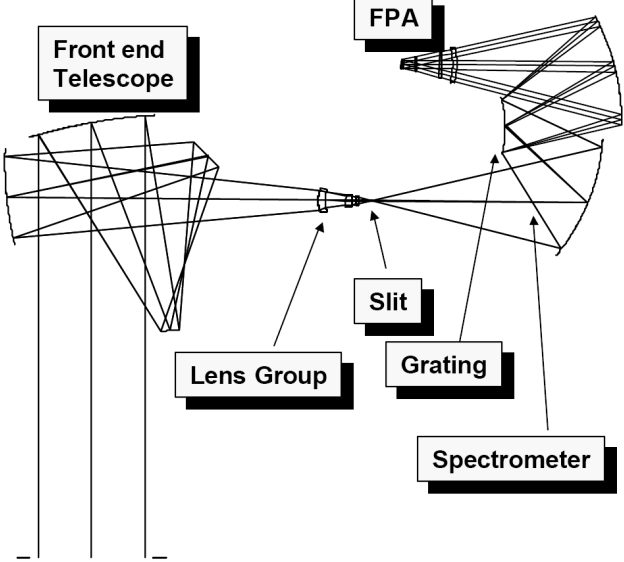
TAB. B.18 – caractéristiques instrument FTHSI

Nom	Hyperspectral Earth Resource Observer
Acteurs	Canadian Space Agency (Canada)
Principe physique	réseaux concaves (montage de Dyson)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR - SWIR : 430 nm - 2450 nm
Caractéristiques spectrales	240 bandes (résolution : 10 nm ; pas d'échantillonnage : 10 nm)
Caractéristiques spatiales	> 1000 pixels FOV : $\pm 1,2^\circ$ IFOV : 0,04 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Cet instrument satellitaire n'était en 2006 qu'à l'état d'étude. ■ Il est prévu de placer deux instruments côte à côte, chacun couvrant une moitié de la fauchée. ■ Le domaine spectral est séparé en deux (VISNIR et SWIR) : cette séparation se fait après l'optique de tête, en ayant deux fentes distinctes. Chacune de ces fentes est l'entrée d'un spectro-imageur de type Dyson. Des réflexions totales internes à l'intérieur de cette lentille sont mises à profit pour replier le trajet des rayons.
Références	<p>(1) G. Jolly, I. Hemphill, K. James et al. The Hyperspectral Environment and Resource Observer - A Canadian Mission in Support of Sustainable Development. In <i>Proc. 55th International Astronautical Congress</i>, 2004</p> <p>(2) M. Bergeron, A. Hollinger et P. Oswald. The Hyperspectral Environment and Resource Observer (HERO) Mission. Présenté au <i>Workshop on Resource and Environmental Monitoring Products</i> à Victoria (Canada), 2005 (disponible en juin 2007 à http://carms.geog.uvic.ca/HSIworkshopagenda.html)</p>

TAB. B.19 – caractéristiques instrument HERO

Nom	Hyperspectral Digital Image Collection Experiment
Acteurs	Hughes Danbury Optical Systems (USA) Naval Research Laboratory (USA)
Principe physique	prisme (bi-prisme à double passage)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR-SWIR : 0,4 - 2,5 μm
Caractéristiques spectrales	210 bandes (résolution : entre 3 et 15 nm)
Caractéristiques spatiales	312 pixels FOV : 8,94 ° IFOV : 0,5 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Ouvert à f/3. ■ Le schéma optique est basé sur un double prisme (Infrasil et SF1) à faces planes, avec un double passage après réflexion sur un miroir correcteur. L'utilisation de prismes a été préférée à celle de réseaux car cette dernière possibilité n'aurait pas permis de couvrir l'ensemble du domaine spectral avec un seul détecteur et sans filtre séparateur d'ordres. ■ Le détecteur (matrice InSb de format 320×210) possède trois régions de gain différent selon la longueur d'onde. Il est recouvert d'un filtre en coin anti-reflets. 
Références	<p>(1) L. Rickard, R. Basedow, E. Zalewski et al. HYDICE : an airborne system for hyperspectral imaging. In <i>Proc. SPIE vol. 1937, Imaging Spectrometry of the Terrestrial Environment</i>, p. 173-179, 1993</p> <p>(2) R. Basedow, W. Aldrich, J. Colwell et W. Kinder. HYDICE system performance : an update. In <i>Proc. SPIE vol. 2821, Hyperspectral Remote Sensing and Applications</i>, p. 76-84, 1996</p>

TAB. B.20 – caractéristiques instrument HYDICE

Nom	Hyperspectral Longwave Imaging for the Tactical Environment
Acteurs	Lockheed Martin Fairchild Systems (USA)
Principe physique	réseau convexe (montage Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	LWIR : 7,95 - 11,05 μm
Caractéristiques spectrales	62 bandes (pas d'échantillonnage : 50 nm)
Caractéristiques spatiales	512 pixels FOV : 6,16 ° IFOV : 0,2 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Les 62 bandes sont obtenues après sommation par 3 pixels (le spectre est étalé sur 186 pixels). ▪ Ouvert à $f/2$. ▪ NESR : $0,3 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$ ▪ Un filtre et un corps noir internes permettent d'étalonner spectralement et radiométriquement l'instrument. 
Références	<p>(1) www.dtic.mil/ndia/night/Harra.pdf, 2000</p> <p>(2) J.R. Schwartz, J. Kocjan et D. Driscoll. Mid-wave/long-wave infrared dual-octave hyperspectral imaging spectrometer. In <i>Proc. IEEE Aerospace conference</i>, vol. 4, p. 1831-1841, 2003</p>

TAB. B.21 – caractéristiques instrument HyLITE

Nom	Hyperion
Acteurs	TRW Inc. (USA, racheté par Northrop Grumman Space Technology)
Principe physique	réseau convexe (montage Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VIS-NIR : 0,4 - 1,0 μm SWIR : 0,9 - 2,5 μm
Caractéristiques spectrales	VIS-NIR : 70 bandes (résolution : 10 nm) SWIR : 172 bandes (résolution : 10 nm)
Caractéristiques spatiales	256 pixels FOV : 0,624° IFOV : 0,043 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Hyperion est un instrument du satellite EO-1 de la NASA (lancé en novembre 2000). Il a été conçu dans des délais très courts, mais il semblerait que la qualité spectro-radiométrique des images ne donne pas pleine satisfaction. ■ Diamètre de la pupille d'entrée : 12 cm ■ Ouvert à f/11. ■ La séparation entre les deux domaines spectraux a lieu après le télescope, grâce à une lame dichroïque. ■ Le spectromètre VIS-NIR dispose d'un filtre bloqueur d'ordre.
Références	<p>(1) J. Pearlman, P. Barry, C. Segal et al. Hyperion, a Space-Based Imaging Spectrometer. In <i>IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing</i>, vol. 41, p. 1160-1173, 2003</p> <p>(2) http://eo1.gsfc.nasa.gov</p>

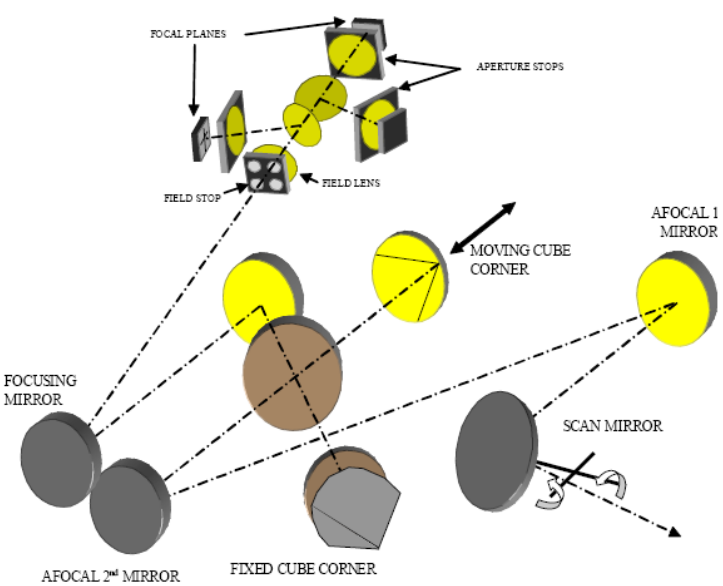
TAB. B.22 – caractéristiques instrument Hyperion

Nom	HySpex (anciennement ASI)
Acteurs	Norsk Elektro Optikk (Norvège)
Principe physique	réseau en transmission
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR : 1,3 - 2,5 μm
Caractéristiques spectrales	256 bandes (pas d'échantillonnage : 5 nm)
Caractéristiques spatiales	320 pixels FOV : 14 ° IFOV : 0,75 mrad
Remarques	
Références	(1) www.neo.no (2) I. Baarstad, T. Loke et P. Kaspersen. ASI - a new airborne hyper-spectral imager. In <i>4th EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy</i> , p. 107-110, 2005

TAB. B.23 – caractéristiques instrument HySpex - SWIR

Nom	HySpex (anciennement ASI)
Acteurs	Norsk Elektro Optikk (Norvège)
Principe physique	réseau en transmission
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR : 0,4 - 1 μm
Caractéristiques spectrales	160 bandes (pas d'échantillonnage : 3,7 nm)
Caractéristiques spatiales	1600 pixels FOV : 17 ° IFOV : $\underbrace{0,185 \text{ mrad}}_{// \text{ à la fente}} \times \underbrace{0,370 \text{ mrad}}_{\perp \text{ à la fente}}$
Remarques	
Références	(1) www.neo.no (2) I. Baarstad, T. Loke et P. Kaspersen. ASI - a new airborne hyper-spectral imager. In <i>4th EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy</i> , p. 107-110, 2005

TAB. B.24 – caractéristiques instrument HySpex - VNIR

Nom	Interféromètre Atmosphérique de Sondage Infrarouge
Acteurs	Centre National d'Études Spatiales (France) Alcatel Space (France) Sagem (France) SESO (France)
Principe physique	interféromètre de Michelson à coin de cube mobile
Mode d'acquisition	trame pointée (avec un balayage perpendiculairement à l'avancée du porteur)
Domaine spectral	MWIR-LWIR : 3,62 μm - 15,5 μm
Caractéristiques spectrales	8460 bandes (pas d'échantillonnage : 0,25 cm^{-1})
Caractéristiques spatiales	2 \times 2 pixels FOV : 3,3 $^\circ$ (\pm 48,3 $^\circ$ avec le balayage) IFOV : 1,25 $^\circ$
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> IASI est embarqué à bord du satellite METOP-A, lancé le 19 octobre 2006. Sa mission est le sondage atmosphérique pour la météorologie. Après l'interféromètre, on trouve un miroir de focalisation, au foyer duquel se trouvent les quatre diaphragmes définissant les champs de vue des quatre pixels. Le signal est ensuite séparé en trois par des lames dichroïques et dirigé vers trois matrices de 2\times2 pixels munies de micro-lentilles. 
Références	<p>(1) http://smc.cnes.fr/IASI/Fr/index.htm</p> <p>(2) D. Simeoni, P. Astruc, D. Miras et al. Design and development of IASI instrument. In <i>Proc. SPIE vol. 5543, Infrared Spaceborne Remote Sensing XII</i>, p. 208-219, 2004</p>

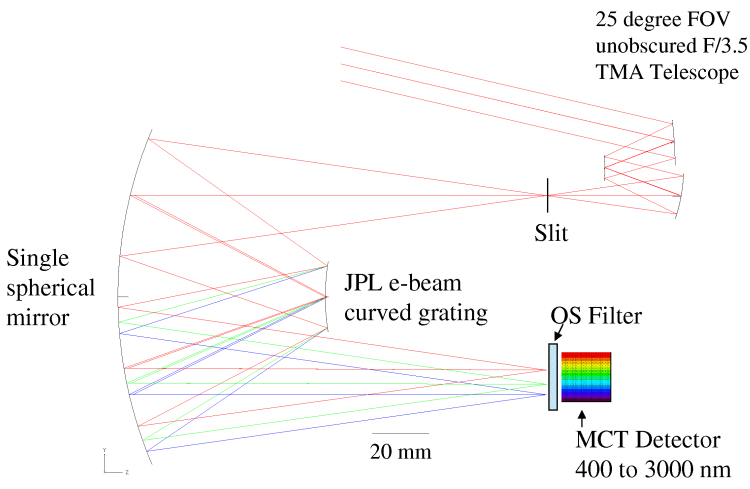
TAB. B.25 – caractéristiques instrument IASI

Nom	LEISA (Linear Etalon Imaging Spectral Array) Atmospheric Corrector
Acteurs	NASA Goddard Space Flight Center (USA)
Principe physique	filtre en coin
Mode d'acquisition	trame défilante
Domaine spectral	NIR : 0,89 - 1,58 μm
Caractéristiques spectrales	256 bandes (résolution de 50 cm^{-1} entre 0,9 et 1,2 μm et de 35 cm^{-1} entre 1,2 et 1,6 μm)
Caractéristiques spatiales	768 pixels de fauchée FOV : 15° IFOV : 0,36 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Comme Hyperion, LAC embarqué sur le satellite EO-1 lancé en novembre 2000. ▪ LAC est formé de la juxtaposition de trois spectro-imageurs élémentaires, chacun couvrant un tiers de la fauchée totale par décalage adéquat de la matrice de détecteurs.
Références	<p>(1) http://eo1.gsfc.nasa.gov</p> <p>(2) D. Reuter, G. McCabe, R. Dimitrov et al. The LEISA/Atmospheric Corrector (LAC) on EO-1. In <i>Proc. IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS '01</i>, p. 46-48, 2001</p> <p>(3) S. Ungar, J. Pearlman, J. Mendenhall et D. Reuter. Overview of the Earth Observing One (EO-1) Mission. In <i>IEEE Transactions on geoscience and remote sensing</i>, vol. 41, p. 1149-1159, 2003</p>

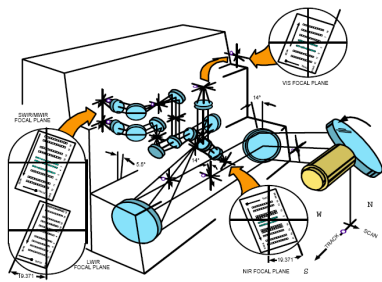
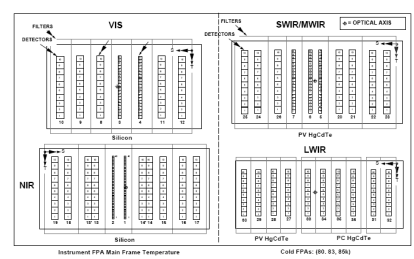
TAB. B.26 – caractéristiques instrument LAC

Nom	Long Wave Hyperspectral Imaging Spectrometer
Acteurs	Northrop Grumman (USA)
Principe physique	réseau plan en réflexion
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	LWIR : 8 - 12,5 μm
Caractéristiques spectrales	256 bandes (pas d'échantillonnage : 17,5 nm)
Caractéristiques spatiales	256 pixels FOV : 6,5° IFOV : 0,45 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ce sont des raisons économiques qui ont conduit à préférer un réseau plan à un réseau convexe (montage Offner). ▪ Diamètre de la pupille d'entrée : 3,5 cm ▪ Ouvert à f/2,5. ▪ NESR (objectif) : 0,01 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ▪ NETD (objectif) : 35 mK ▪ L'instrument est refroidi à 100 K et le détecteur à 55 K. ▪ À l'intérieur du cryostat se trouve une référence froide permettant de mesurer le courant d'obscurité. Deux corps noirs externes (à 305 K et à la température ambiante) sont utilisés pour l'étalonnage.
Références	<p>(1) H. Miller, K. Yokoyama, K. Rasmussen et al. Long wave hyperspectral imaging spectrometer - Design & implementation. In <i>Proc. SPIE vol. 5159, Imaging Spectrometry IX</i>, p. 255-261, 2003</p> <p>(2) J. Shepanski et S. Sandor-Leahy. LWIR hyperspectral imagery and its exploitation for gas plume characterization. In <i>Proc. IEEE Geoscience and remote sensing symposium</i>, vol. 7, p. 4958-4961, 2005</p>

TAB. B.27 – caractéristiques instrument LWHIS

Nom	Moon Mineralogy Mapper
Acteurs	Jet Propulsion Laboratory (USA)
Principe physique	réseau convexe Offner
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR - SWIR : 400 - 3000 nm
Caractéristiques spectrales	261 bandes (résolution : < 15 nm ; pas d'échantillonnage : 10 nm)
Caractéristiques spatiales	600 pixels FOV : 24 ° IFOV : 0,7 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ M3 est un des instruments d'une mission lunaire indienne (lancement prévu en 2008 par le lanceur indien Chandrayaan-1). ▪ Ouvert à f/3,5. ▪ Le réseau convexe comporte trois zones avec des angles de blaze différents pour optimiser son efficacité. ▪ Le filtre bloqueur d'ordre (placé au niveau du détecteur) est formé de quatre régions spectrales différentes. 
Références	(1) moonmineralogymapper.jpl.nasa.gov (2) ftp ://popo.jpl.nasa.gov/pub/m3/

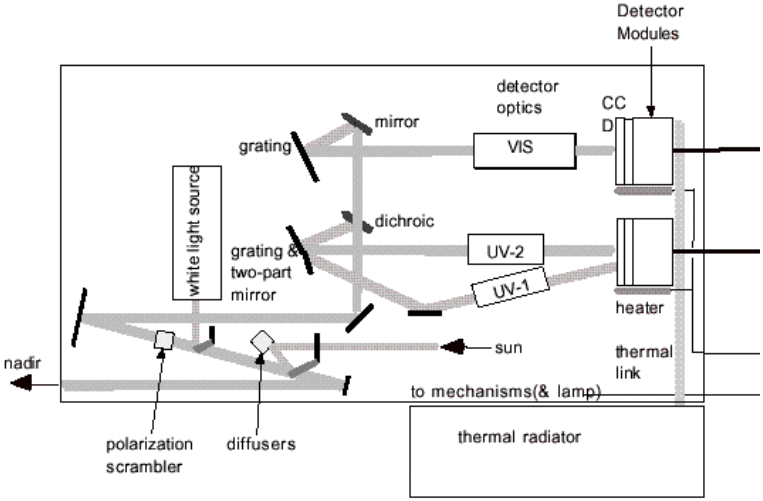
TAB. B.28 – caractéristiques instrument M3

Nom	Moderate Resolution Imaging Spectro-Radiometer
Acteurs	Raytheon Santa Barbara Remote Sensing (USA)
Principe physique	filtres interférentiels
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant (avec un défilement perpendiculairement à l'avancée du porteur)
Domaine spectral	VIS : 405 nm - 565 nm NIR : 620 nm - 965 nm SWIR-MWIR : 1,23 - 4,55 μm LWIR : 6,5 - 14,4 μm
Caractéristiques spectrales	VIS : 7 bandes disjointes (résolution : entre 10 et 20 nm) NIR : 9 bandes disjointes (résolution : entre 10 et 50 nm) SWIR-MWIR : 10 bandes disjointes (résolution entre 20 et 180 nm) LWIR : 10 bandes disjointes (résolution : entre 0,3 et 0,5 μm)
Caractéristiques spatiales	FOV : - $\pm 0,4^\circ$ dans la direction de la trajectoire du satellite - $\pm 55^\circ$ en fauchée par balayage IFOV : 0,7 mrad (0,35 mrad pour les bandes 3 à 7 ; 0,18 mrad pour les bandes 1 et 2)
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ MODIS, instrument présent sur les satellites TERRA et AQUA (lancés en 1999 et 2002), appartient plutôt à la catégorie des imageurs multispectraux. ■ L'optique de tête est un afocal, suivi de lames dichroïques assurant la séparation entre les domaines spectraux. La lumière est ainsi dirigée vers quatre objectifs différents, au foyer desquels sont placés les détecteurs recouverts de leur filtre étroit. ■ Le mode d'acquisition de MODIS est un mode hybride. En effet, il tient du mode <i>monopoint</i> par le balayage perpendiculaire à la trajectoire du satellite, mais, au cours d'un de ces balayages, il agit comme un instrument à <i>balayage de fente</i> puisque 10 éléments spatiaux sont résolus dans la direction orthogonale au balayage, et même 20 ou 40 pixels pour certaines bandes. Enfin, il tient aussi du mode à <i>balayage de trame</i>, puisque, pour chaque domaine spectral, les barrettes de 10 détecteurs (ou 20 ou 40) sont décalées (parallèlement au balayage). <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;">   </div>
Références	<p>(1) http://modis.gsfc.nasa.gov</p> <p>(2) W. Barnes, T. Pagano et V. Salomonson. Prelaunch Characteristics of the Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) on EOS-AM1. In <i>IEEE Transactions on geoscience and remote sensing</i>, vol. 36, pp 1088-1100, 1998</p>

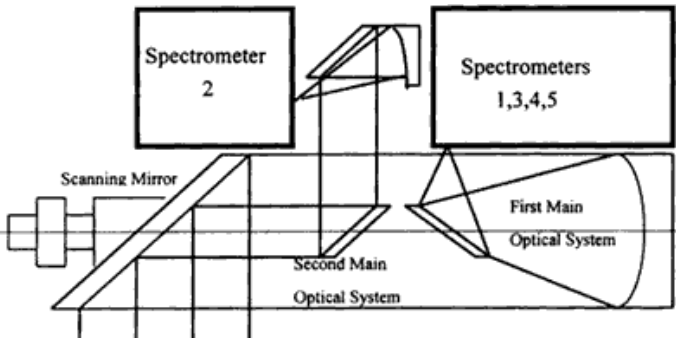
TAB. B.29 – caractéristiques instrument MODIS

Nom	Ozone Monitoring Instrument
Acteurs	Dutch Space (Pays-Bas) TNO TPD (Pays-Bas) VTT Automation (Finlande) Patria Advanced Solutions (Finlande)
Principe physique	réseaux plans blazés
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	UV-1 : 270 nm - 314 nm UV-2 : 306 nm - 380 nm VIS : 350 nm - 500 nm
Caractéristiques spectrales	UV-1 : ~ 135 bandes (pas d'échantillonnage : 0,32 nm ; résolution : 0,42 nm) UV-2 : ~ 490 bandes (pas d'échantillonnage : 0,15 nm ; résolution : 0,45 nm) VIS : ~ 710 bandes (pas d'échantillonnage : 0,21 nm ; résolution : 0,63 nm)
Caractéristiques spatiales	60 pixels (après sommation par paquets de 8 pixels) FOV : 114 ° IFOV : $\underbrace{33 \text{ mrad}} \times \underbrace{21 \text{ mrad}}$ // à la fente \perp à la fente (après sommation de 8 pixels selon la fauchée et en tenant compte de l'avancée du porteur)

suite page suivante →

<p>Remarques</p>	<ul style="list-style-type: none"> ■ OMI est un instrument du satellite EOS Aura (lancé en juillet 2004). ■ Les différents spectromètres partagent la même fente d'entrée. La séparation entre le domaine UV et le domaine visible se fait par une lame dichroïque. La grande différence d'intensité entre les deux parties du domaine UV a conduit à choisir de séparer ce dernier en deux. Ceci se fait à l'aide d'un miroir séparé en deux morceaux et placé en aval du réseau, près d'une image intermédiaire du spectre. Il y a ensuite deux systèmes optiques différents, mais qui aboutissent à la même matrice CCD (voir le schéma de principe ci-dessous). ■ Le système optique UV-1 ayant un grandissement moitié des systèmes UV-2 et visible, il y a deux fois moins de pixels selon la fauchée pour le domaine spectral UV-1. ■ Un pseudo-dépolariseur est placé avant la fente d'entrée pour s'affranchir de la variation de la polarisation de la lumière incidente. 
<p>Références</p>	<p>(1) http://www.knmi.nl/omi (2) M. Dobber, R. Dirksen, P. Levelt et al. Ozone Monitoring Instrument Calibration. In <i>IEEE transactions on geoscience and remote sensing</i>, vol. 44, p 1209-1238, 2006 (3) P. Levelt, G. van den Oord, M. Dobber et al. The Ozone Monitoring Instrument. In <i>IEEE transactions on geoscience and remote sensing</i>, vol. 44, p 1093-1101, 2006</p>

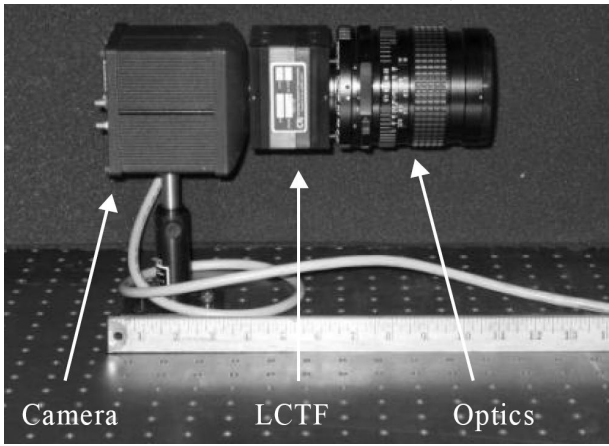
TAB. B.30: caractéristiques instrument OMI

Nom	Operative Modular Airborne Imaging Spectrometer
Acteurs	Shanghai Institute of Technical Physics (Chine) Shanghai Xiantong Institute of Information Technology (Chine)
Principe physique	réseaux blazés
Mode d'acquisition	monopoint
Domaine spectral	VISNIR : 0,4 - 1,1 μm SWIR I : 1,06 - 1,70 μm SWIR II : 2,0 - 2,5 μm MWIR : 3 - 5 μm LWIR : 8 - 12,5 μm
Caractéristiques spectrales	VISNIR : 64 bandes (pas d'échantillonnage : 10 nm) SWIR I : 16 bandes (pas d'échantillonnage : 40 nm) SWIR II : 32 bandes (pas d'échantillonnage : 15 nm) MWIR : 8 bandes (pas d'échantillonnage : 0,25 μm) LWIR : 8 bandes (pas d'échantillonnage : 0,5 μm)
Caractéristiques spatiales	FOV : 78 ° IFOV : 3 mrad
Remarques	<p>■ Un miroir de renvoi placé juste après le miroir de balayage envoie la lumière vers le spectromètre SWIR I muni de sa propre optique de tête, alors qu'un second système de focalisation est partagé par les autres spectromètres, la séparation entre les domaines spectraux se faisant alors par des lames dichroïques.</p> 
Références	<p>(1) G. Huadong, X. Jianmin, N. Guoqiang et M. Jialing. A new airborne Earth observing system and its applications. In <i>Proc. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium</i>, vol. 1, pp 549-551, 2001</p> <p>(2) W. Jianyu, X. Yongqi, W. Binyong et X. Jincai. High Spectral Resolution Airborne Optical Sensor. In <i>Proc. 20th Asian conference on remote sensing</i>, 1999 (disponible sur www.gisdevelopment.net/aars/acrs/1999/ts16/ts16001pf.htm)</p>


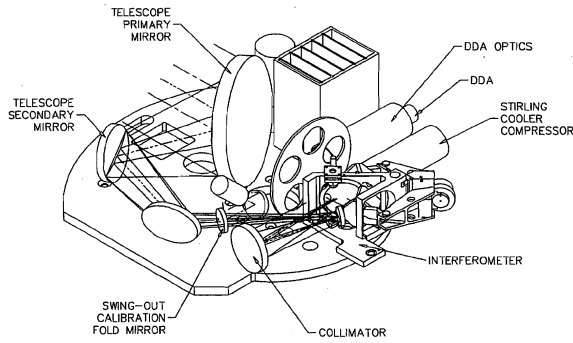
TAB. B.31 – caractéristiques instrument OMIS

Nom	Portable Hyperspectral IMager for Low-Light Spectroscopy
Acteurs	Naval Research Laboratory (Washington, USA)
Principe physique	réseau convexe (montage Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	UV-VIS-NIR : 380 - 1000 nm
Caractéristiques spectrales	512 bandes (résolution : 1,2 nm)
Caractéristiques spatiales	1024 pixels FOV : 30 °(avec une focale de 23 mm) IFOV : 5,2 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ PHILLS sert (entre autres) de validation pour l'hypothétique spectro-imageur COIS du satellite NEMO. ■ PHILLS est principalement composé d'éléments disponibles commercialement (optiques Schneider, réseau HyperSpec VS-15 d'Agilent Technologies, etc.), et a connu plusieurs versions depuis 1994. ■ Ouvert à f/4. ■ Comme la largeur du domaine spectral est plus grande que le double de sa limite basse, un filtre bloqueur d'ordre (absorbant les longueurs d'onde inférieures à 530 nm) est placé à quelques millimètres devant la zone du plan focal dédiée aux longueurs d'onde supérieures à 590 nm qui serait sinon illuminée par la lumière diffractée dans l'ordre 2.
Références	<p>(1) C. Davis, J. Bowles, R. Leathers et al. Ocean PHILLS hyperspectral imager : design, characterization, and calibration. In <i>Optics Express</i>, vol. 10, p. 210-221, 2002</p> <p>(2) D. Korwan, J. Bowles, C. Davis et al. Recent Improvements to NRL's Portable Hyperspectral Imager for Low Light Spectroscopy. In <i>Proc. of IEEE Aerospace conference</i>, vol. 4, p. 1855-1861, 2003</p> <p>(3) M. Corson, J. Bowles, W. Chen et al. The HICO Program - Hyperspectral Imaging of the Coastal Ocean from the International Space Station. In <i>Proc. IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS '04</i>, vol. 6, p. 4184-4186, 2004</p>

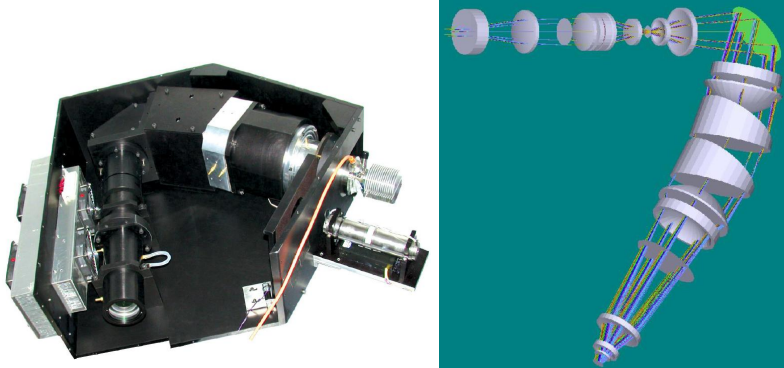
TAB. B.32 – caractéristiques instrument PHILLS

Nom	PHIRST
Acteurs	Naval Research Laboratory (Washington DC, USA)
Principe physique	filtre accordable à cristaux liquides
Mode d'acquisition	trame pointée
Domaine spectral	VISNIR : 400 nm - 720 nm
Caractéristiques spectrales	33 bandes (pas d'échantillonnage : 10 nm)
Caractéristiques spatiales	512 × 512 pixels FOV : 11 ° IFOV : 0,375 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à f/4,5. ▪ Focale de 75 mm (objectif Pentax). ▪ Le filtre est un filtre <i>VariSpec</i> de CRi (Cambridge Research and Instrumentation Inc., Boston, USA).  <p>Camera LCTF Optics</p>
Références	(1) B. P. Stevenson, W. B. Kendalla, C. M. Stellmanb et F. M. Olchowski. PHIRST Light : a liquid crystal tunable filter hyperspectral sensor. In <i>Proc. SPIE vol. 5093, Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery IX</i> , p. 104-113, 2003

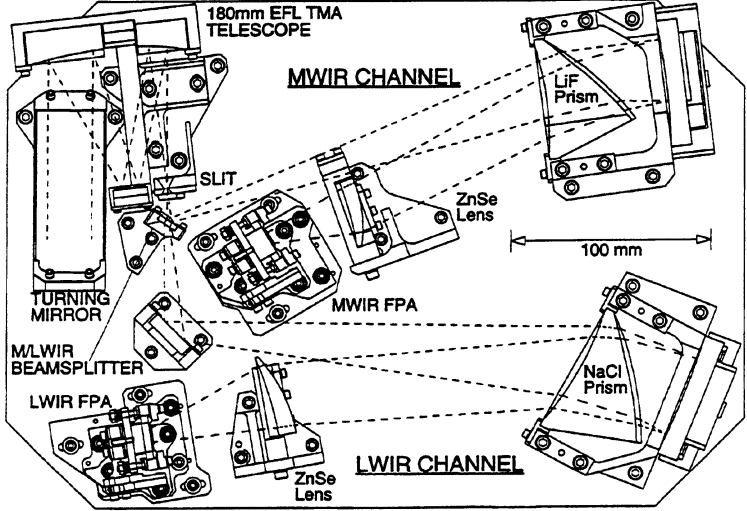
TAB. B.33 – caractéristiques instrument PHIRST

Nom	Spatial/Spectral Airborne Radiometric Infrared System
Acteurs	Bomem Inc. (aujourd'hui ABB's FT-IR/NIR Analytical and Advanced Solutions Business Unit, Québec, Canada) Eglin Air Force Base (Eglin, USA)
Principe physique	interféromètre de Michelson à coins de cube mobiles
Mode d'acquisition	trame pointée
Domaine spectral	MWIR : 3,5 - 5 μm
Caractéristiques spectrales	jusqu'à 1720 bandes (résolution de 1 cm^{-1} , pas d'échantillonnage supposé à 0,5 cm^{-1})
Caractéristiques spatiales	16 \times 16 pixels FOV : 0,9 ° IFOV : 1 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ SARIS est embarqué dans une nacelle placée sous l'aile d'un avion F-15. ■ Programme lancé en 1998, terminé en janvier 2005. ■ La dynamique de température de scène demandée était [20° C;1500° C], avec une précision radiométrique de $\pm 25\%$ entre 20° C et 100° C et de $\pm 10\%$ entre 100° C et 1500° C. <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center; margin-top: 10px;">   </div>
Références	<p>(1) www.abb.com</p> <p>(2) A. Villemaire, S. Fortin, C. Lafond et al. A High Resolution Airborne Imaging Spectrometer. In <i>Proc. SPIE vol. 3436, Infrared Technology and Applications</i>, p. 924-930, 1998</p>

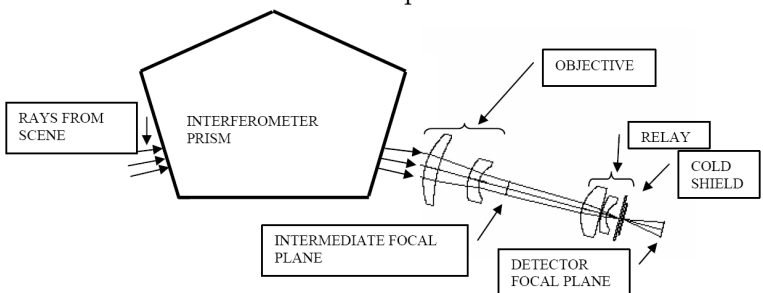
TAB. B.34 – caractéristiques instrument SARIS

Nom	SWIR Airborne Spectral Imager
Acteurs	Itres Research Limited (Canada) Defence R&D Canada Suffield (Canada)
Principe physique	prismes droits
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	SWIR : 950-2450 nm
Caractéristiques spectrales	160 bandes (pas d'échantillonnage entre 8 nm à 2500 nm et 13 nm à 1400 nm)
Caractéristiques spatiales	600 pixels FOV : 37,7° IFOV : 1,14 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à f/1,8. ▪ Le détecteur est un détecteur Rockwell TCM6600 en HdCdTe de format 640×480 et d'efficacité quantique supérieure à 70%. ▪ SASI est de la même famille que CASI et TASI. 
Références	<p>(1) J. McFee, S. Achal, T. Ivanco et C. Anger. A short wave infrared hyperspectral imager for landmine detection. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 5794, <i>Detection and Remediation Technologies for Mines and Mine-like Targets X</i>, p. 56-67, 2005</p> <p>(2) www.itres.com/SASI_600</p>

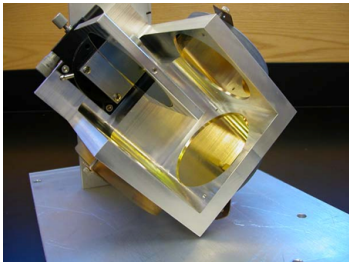
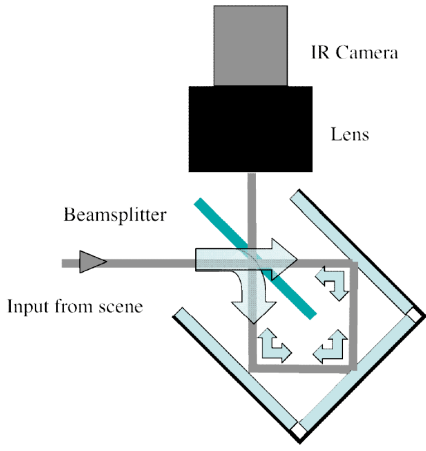
TAB. B.35 – caractéristiques instrument SASI

Nom	Spatially Enhanced Broadband Array Spectrograph System
Acteurs	Aerospace Corporation (Los Angeles, USA)
Principe physique	prismes à faces sphériques
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	MWIR : 2,42 - 5,33 μm LWIR : 7,57 - 13,52 μm
Caractéristiques spectrales	MWIR : 128 bandes (pas d'échantillonnage : de 64 nm à 14 nm) LWIR : 128 bandes (pas d'échantillonnage : de 70 nm à 40 nm ; résolution : de 111 nm à 74 nm)
Caractéristiques spatiales	128 pixels FOV : 7,3° IFOV : 1 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ La séparation entre les deux domaines spectraux est faite par une lame dichroïque placée après la fente, chaque voie disposant de son prisme (en LiF pour la voie MWIR, et en NaCl pour la voie LWIR) et d'un détecteur de format 128×128. ■ L'instrument est refroidi par hélium liquide à 4 K, et les détecteurs sont réchauffés à 11 K pour une meilleure stabilité thermique. ■ NESR : 0,01 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ (à 120 Hz, MWIR et LWIR) ; SNR : 3000 (corps noir à 300 K, LWIR) ■ Un étalonnage spectral est réalisé au début de la campagne en mesurant la position des raies d'absorption de films polymères (LWIR) ou d'une lampe au Xénon (MWIR). Un étalonnage radiométrique est réalisé en vol à l'aide de deux corps noirs.  <p>The diagram illustrates the optical layout of the SEBASS instrument. Light from the 180mm EFL TMA Telescope enters from the top left, passes through a SLIT, and is directed by a TURNING MIRROR. A dichroic BEAMSPLITTER separates the light into two channels: the MWIR CHANNEL (top right) and the LWIR CHANNEL (bottom right). The MWIR channel uses a LiF Prism and a ZnSe Lens, while the LWIR channel uses a NaCl Prism and a ZnSe Lens. Both channels lead to their respective FPA (Focal Plane Array) detectors. A 100 mm scale bar is provided for reference.</p>
Références	<p>(1) R. Behrens. <i>Change detection analysis with spectral thermal imagery</i>. Thèse de master, Naval Postgraduate School (USA), 1998</p> <p>(2) L. Kirkland, K. Herr, E. Keim et al. First Use of an Airborne Thermal Infrared Hyperspectral Scanner for Compositional Mapping. In <i>Remote Sensing of Environment</i>, vol. 80, p. 447-459, 2002</p>

TAB. B.36: caractéristiques instrument SEBASS

Nom	SI-5000
Acteurs	CI Systems (Israel)
Principe physique	interféromètre cyclique à cinq miroirs
Mode d'acquisition	trame défilante
Domaine spectral	MWIR : 3 - 5 μm
Caractéristiques spectrales	résolution : 50 cm^{-1}
Caractéristiques spatiales	240 pixels de fauchée FOV : 6,9° IFOV : 0,5 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ NESR : $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{cm}$ à 4,8 μm pour un corps noir à 25°. ▪ L'interferomètre est monolithique. 
Références	(1) D. Cabib, A. Gil, M. Lavi et al. New 3-5 μ wavelength range hyperspectral imager for ground and airborne use based on a single element interferometer. In <i>Proc. SPIE, vol. 6737, Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and Applications IV</i> , 673704, 2007

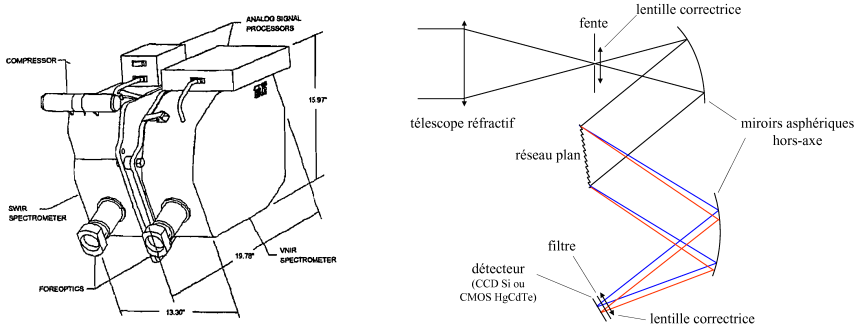
TAB. B.37 – caractéristiques instrument SI5000

Nom	Spatially Modulated Imaging Fourier Transform Spectrometer
Acteurs	Hawaii Institute of Geophysics and Planetology (USA)
Principe physique	interféromètre cyclique statique
Mode d'acquisition	trame défilante
Domaine spectral	LWIR : 9 - 14 μm
Caractéristiques spectrales	35 bandes (pas d'échantillonnage : $\approx 11 \text{ cm}^{-1}$)
Caractéristiques spatiales	240 pixels FOV : 10° IFOV : 1 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à $f/1,4$. ▪ Focale de 50 mm. ▪ La séparatrice, en ZnSe, a un diamètre de 76,2 mm (à comparer au diamètre de la pupille d'entrée de la caméra : 35,7 mm). ▪ La caméra est une matrice de microbolomètres (caméra Photon de FLIR), de format 320×240, à la cadence de 30 Hz, et de NETD égal à 20 mK. ▪ NESR : $< 20 \text{ mW/m}^2/\mu\text{m/sr}$ de 10 μm à 14 μm ▪ Les franges sont localisées à l'infini, malgré un interféromètre cyclique à nombre impair de miroirs : ceci est possible si, à partir de la configuration symétrique, on bascule la séparatrice autour d'un axe orthogonal au miroir du milieu (sur le schéma ci-dessous, la séparatrice n'est donc plus perpendiculaire au plan de la figure). ▪ Le détecteur est un détecteur non refroidi. <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;">   </div>
Références	<p>(1) P. Lucey et B. Wilcox. Mini-SMIFTS : an uncooled LWIR hyper-spectral sensor. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 5159, <i>Imaging Spectrometry IX</i>, p. 275-282, 2003</p> <p>(2) P. Lucey, K. Horton, T. Williams et B. Denevi. High-performance Sagnac interferometer using uncooled detectors for infrared hyper-spectral applications. In <i>Proc. SPIE</i>, vol. 6565, <i>Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery XIII</i>, 6565OS, 2007</p>

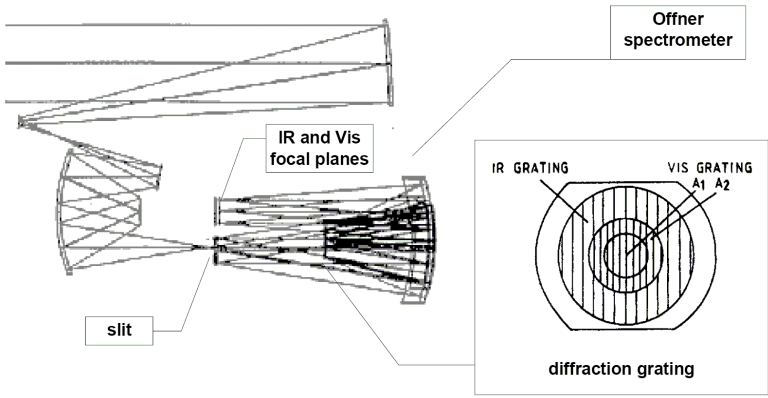
TAB. B.38 – caractéristiques instrument SMIFTS

Nom	Thermal infrared Airborne Spectral Imager
Acteurs	Itres Research Limited (Canada) Defence R&D Canada Suffield (Canada)
Principe physique	prisme
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	LWIR : 8 - 11,5 μm
Caractéristiques spectrales	32 bandes (pas d'échantillonnage d'environ 125 nm)
Caractéristiques spatiales	600 pixels FOV : 40 ° IFOV : 0,49 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à f/1,5. ▪ Le détecteur est une matrice de détecteurs HgCdTe refroidie de taille 30μm×30μm. ▪ NETD : 0,2°C à 300 K ▪ TASI est de la même famille que CASI et SASI.
Références	<p>(1) S. Achal, J. McFee, T. Ivanco et C. Anger. A thermal infrared hyperspectral imager (tasi) for buried landmine detection. In <i>Proc. SPIE, vol. 6553, Detection and Remediation Technologies for Mines and Minelike Targets XII</i>, 655316, 2007</p> <p>(2) www.itres.com/TASI_600</p>

TAB. B.39 – caractéristiques instrument TASI

Nom	TRW Imaging Spectrometer III
Acteurs	TRW Inc. (USA, racheté par Northrop Grumman Space Technology)
Principe physique	réseaux plans blazés
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	VISNIR : 0,4 - 1 μm SWIR : 0,9 - 2,5 μm
Caractéristiques spectrales	VISNIR : 128 bandes (résolution : 5 nm) SWIR : 256 bandes (résolution : 6,25 nm)
Caractéristiques spatiales	256 pixels FOV : 13,1° IFOV : 0,9 mrad
Remarques	<p>■ TRWIS III est formé de deux instruments séparés, tous deux construits selon le même principe optique, dont nous avons établi d'après (1) un schéma de principe ci-dessous.</p> <p>■ L'étalonnage en vol se fait grâce à des lampes halogènes quartz/tungstène et à des panneaux, l'un ayant une réflectance de 99%, l'autre étant dopé à l'oxyde d'erbium pour la voie visible ou à l'oxyde d'holmium pour la voie infrarouge.</p> 
Références	<p>(1) M. Folkman, R. DeLong, C. Willoughby et al. TRWIS III : an aircraft-based hyperspectral imager. In <i>Proc. of Workshop on Remote Sensing in Agriculture in the 21st century</i>, p. 35, 1996</p> <p>(2) S. Sandor-Leahy, D. Beiso, M. Figueroa et al. The TRWIS III hyperspectral imager : instrument performance and remote sensing applications. In <i>Proc. SPIE, vol. 3438, Imaging Spectrometry IV</i>, p. 13-22, 1998</p>

TAB. B.40 – caractéristiques instrument TRWIS-III

Nom	Visible InfraRed Thermal Imaging Spectrometer - Mapper
Acteurs	Officine Galileo (Florence, Italie) Carl Zeiss Laser Optics GmbH (Allemagne) pour le réseau
Principe physique	réseau convexe (montage Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	UV-VISNIR : 0,23 - 1,04 μm SWIR-MWIR : 1,00 - 5,07 μm
Caractéristiques spectrales	UV-VISNIR : 432 bandes (pas d'échantillonnage : 1,88 nm) SWIR-MWIR : 432 bandes (pas d'échantillonnage : 9,44 nm)
Caractéristiques spatiales	256 pixels FOV : 3,6° IFOV : 0,25 mrad
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ VIRTIS, développé pour la mission extra-terrestre Rosetta (lancée en 2004), est une évolution de l'instrument VIMS, dont le schéma a été repris pour d'autres missions spatiales (VIRTIS-VEX, VIRTIS-Dawn). À côté de VIRTIS-M est VIRTIS-H, spectromètre haute résolution non imageur. ▪ Les systèmes optiques sont refroidis (passivement) à 130 K, et les détecteurs à 70 K. ▪ Le nombre de bandes spectrales (2×432) et de pixels dans la fauchée (256) sont par défaut réduits à 144 et 64. ▪ Diamètre de la pupille d'entrée : 50 mm ▪ Ouvert à $f/5,8$ (UV-VISNIR) et $f/3,2$ (SWIR-MWIR) ▪ La séparation entre les deux domaines spectraux se fait au niveau de l'unique réseau de diffraction, constitué de trois zones concentriques. Les deux régions centrales sont dédiées au domaine visible (ordre -1 de diffraction, même densité de traits mais profondeur différente), et la zone extérieure est dédiée à l'infrarouge (ordre +1 de diffraction, réseau blazé avec l'angle de blaze variable). 

suite page suivante →

Références	(1) R. Bonsignori, A. Coradini, P. Drossart et G. Arnold. VIRTIS : visual and infrared imaging spectrometer for the Rosetta mission, 1997 (disponible sur http://servirtis.obspm.fr/virtis/250.pdf) (2) A. Barbis, M. Dami et M. Giustini. <i>VIRTIS performance budget</i> , document n°V VX-GAF-BD-002 de Galileo Avionica, 2002 (disponible sur http://lisa.esa.int/science-e/www/object/doc.cfm?fobjectid=39067)
-------------------	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

TAB. B.41: caractéristiques instrument VIRTIS-M

Nom	Wide Field of view Imaging Spectrometer
Acteurs	Hamilton Sundstrand (USA), anciennement Orbital Sciences Corporation Sensor Systems Division
Principe physique	réseau convexe (montage d'Offner)
Mode d'acquisition	champ linéaire défilant
Domaine spectral	UV-VISNIR : 378 nm - 1073 nm
Caractéristiques spectrales	2048 bandes (pas d'échantillonnage : 0,29 nm ; résolution : 0,87 nm)
Caractéristiques spatiales	2048 pixels de fauchée FOV : 120° IFOV : 1 mrad (3,49 mrad de résolution angulaire)
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ouvert à $f/2,8$. ▪ Le détecteur est une caméra CCD Kodak KAF 6303 de 3200×2100 pixels (mais seuls 2048×2048 sont utilisés).
Références	<p>(1) R. Haring, R. Pollock, R. Cross et B. Sutin. Field testing the wide-field-of-view imaging spectrometer (WIFIS). In <i>Proc. SPIE, vol. 5543, Infrared Spaceborne Remote Sensing XII</i>, p. 283-292, 2004</p> <p>(2) H. R. Pollock, R. E. Haring, J. Mustard et J. Boardman. Wide Field Imaging Spectrometer (WFIS) - Instrument Design and First Field Tests. In <i>Proc. of Lunar and Planetary Science XXXVI</i>, 2005</p>

TAB. B.42 – caractéristiques instrument WFIS

Nom	Wedge-filter Imaging Spectrometer
Acteurs	Raytheon (USA)
Principe physique	filtre en coin
Mode d'acquisition	trame défilante
Domaine spectral	MWIR : 3,45 - 5,49 μm LWIR I : 5,68 - 8,55 μm LWIR II : 8,77 - 14,08 μm
Caractéristiques spectrales	210 bandes pour chacun des 3 domaines (avec fort recouvrement, 27 sous-bandes indépendantes par domaine) résolution : - MWIR : entre 18,20 cm^{-1} et 29,00 cm^{-1} - LWIR I : entre 11,70 cm^{-1} et 17,60 cm^{-1} - LWIR II : entre 7,10 cm^{-1} et 11,40 cm^{-1}
Caractéristiques spatiales	320 pixels
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> ■ Trois matrices de détecteurs avec leur filtre permettent de couvrir l'ensemble du domaine spectral. ■ Les filtres en coin ont une transmission d'environ 80%. ■ Diamètre de la pupille d'entrée : 310 mm. ■ Ce spectro-imageur décrit par la référence (1) n'est pas un instrument existant : il s'agit simplement d'une étude pour un éventuel instrument satellitaire. Néanmoins, les filtres en coin ont été fabriqués (voir référence (2)).
Références	(1) J. Puschell, H. Huang et H. Woolf. Geostationary wedge-filter imager-sounder. In <i>Proc. SPIE, vol 4151, Hyperspectral Remote sensing of the Land and Atmosphere</i> , pp 68-76, 2001 (2) J. Puschell, H.-L. Huang, H. Bloom. Wind Imaging Spectrometer and Humidity-sounder (WISH) : a Practical NPOESS P3I High-spatial Resolution Sensor. In <i>Proc. International TOVS Study Conferences ITSC XIV</i> , 2005

TAB. B.43 – caractéristiques instrument WIS

Annexe C

Détails du calcul de la FTM

détails du calcul de la FTM fait page 105 :

On part de :

$$U_1(\vec{r}') = \frac{-i}{\lambda d_b} e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} e^{i\vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot TF \left[p_I \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right) \cdot e^{i\varphi_a \left(\frac{\vec{r}}{\gamma_b} + \frac{\vec{t}}{2} \right)} \cdot p'_S(\vec{r}) \cdot e^{i\varphi_b(\vec{r})} \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}_0'}{\lambda d_b} \right)$$

que l'on peut récrire :

$$U_1(\vec{r}') = \frac{-i}{\lambda d_b} e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} e^{i\vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot TF \left[Tr_{-\gamma_b \frac{\vec{t}}{2}} \left(D_{\gamma_b} \left(p_I \cdot e^{i\varphi_a} \right) \right) \cdot p'_S \cdot e^{i\varphi_b} \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}_0'}{\lambda d_b} \right)$$

en notant $D_a(f)$ et $Tr_a(f)$ la dilatée et la translatée d'une quantité a d'une fonction f .

L'utilisation des définitions de C_a et C_b , ainsi que quelques propriétés bien connues des transformées de Fourier des fonctions, permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} & TF \left[Tr_{-\gamma_b \frac{\vec{t}}{2}} \left(D_{\gamma_b} \left(p_I \cdot e^{i\varphi_a} \right) \right) \cdot p'_S \cdot e^{i\varphi_b} \right] \\ &= TF \left[Tr_{-\gamma_b \frac{\vec{t}}{2}} \left(D_{\gamma_b} \left(p_I \cdot e^{i\varphi_a} \right) \right) \right] (\vec{\sigma}) \overset{\vec{\sigma}}{*} \underbrace{TF \left[p'_S \cdot e^{i\varphi_b} \right]}_{\lambda d_b C_b(\lambda d_b \vec{\sigma})} (\vec{\sigma}) \\ &= \lambda d_b \gamma_b^2 \left(e^{i\pi \gamma_b \vec{t} \vec{\sigma}} \underbrace{D_{\frac{1}{\gamma_b}} \left(TF \left[p_I e^{i\varphi_a} \right] \right)}_{\lambda d_a C_a(\lambda \gamma_a \gamma_b d_a \vec{\sigma})} (\vec{\sigma}) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \\ &= \lambda^2 d_a d_b \gamma_b^2 \left[\left(e^{i\pi \gamma_b \vec{t} \vec{\sigma}} C_a(\lambda \gamma_a \gamma_b d_a \vec{\sigma}) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \right] \end{aligned}$$

D'où :

$$U_1(\vec{r}') = -i \lambda d_a \gamma_b^2 e^{i\pi \frac{r'^2 - r_0'^2}{\lambda d_b}} e^{i\vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot \left[\left(e^{i\pi \gamma_b \vec{t} \vec{\sigma}} C_a(\lambda \gamma_a \gamma_b d_a \vec{\sigma}) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}_0'}{\lambda d_b} \right)$$

On a aussi les relations suivantes :

- $Tr_a(f * g) = Tr_a f * g$;
- $D_a(f * g) = \frac{1}{a^2} D_a f * D_a g$;
- $\vec{r}'_0 = \frac{\lambda f'}{2\pi} \vec{k}$ et $\gamma_b \cdot f' = d_b$ donc $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\gamma_b}{d_b} \vec{r}'_0$;
- $\frac{1}{G} = \gamma_a \gamma_b \frac{d_a}{d_b}$ avec G le grandissement entre le plan objet et le plan image.

Donc :

$$\begin{aligned}
 & e^{i\vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot \left[\left(e^{i\pi\gamma_b \vec{t} \vec{\sigma}} \cdot \underbrace{C_a(\lambda\gamma_a\gamma_b d_a \vec{\sigma})}_{C_a\left(\frac{\lambda d_b}{G} \vec{\sigma}\right)} \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \right] \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}'_0}{\lambda d_b} \right) \\
 = & e^{i\vec{k} \cdot \frac{\vec{t}}{2}} \cdot \left[\left(e^{i\pi\gamma_b \vec{t} \left(\vec{\sigma} - \frac{\vec{r}'_0}{\lambda d_b} \right)} \cdot C_a\left(\frac{\lambda d_b}{G} \left(\vec{\sigma} - \frac{\vec{r}'_0}{\lambda d_b} \right)\right) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \right] \left(\frac{\vec{r}'}{\lambda d_b} \right) \\
 = & \left[\left(e^{i\pi\gamma_b \vec{t} \vec{\sigma}} \cdot C_a\left(\frac{\lambda d_b \vec{\sigma} - \vec{r}'_0}{G}\right) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\lambda d_b \vec{\sigma}) \right] \left(\frac{\vec{r}'}{\lambda d_b} \right) \\
 = & \frac{1}{\lambda^2 d_b^2} \cdot \left[\left(\underbrace{e^{i\pi\gamma_b \vec{t} \frac{\vec{\sigma}}{\lambda d_b}}}_{e^{i\pi \frac{\vec{t} \vec{\sigma}}{\lambda f'}}} \cdot C_a\left(\frac{\vec{\sigma} - \vec{r}'_0}{G}\right) \right) \overset{\vec{\sigma}}{*} C_b(\vec{\sigma}) \right] (\vec{r}')
 \end{aligned}$$

Dans les équations précédentes, $\vec{\sigma}$ est une variable muette. Sa notation importe donc peu. Néanmoins, σ signifie souvent une fréquence spatiale ou un nombre d'onde, alors que, dans la dernière ligne, σ est homogène à une position ; nous préférons donc noter cette variable \vec{R} , ce qui donne l'expression suivante pour $U_1(\vec{r}')$:

$$U_1(\vec{r}') = -\frac{i}{\lambda f'} \cdot \frac{1}{\gamma_a G} e^{i\pi \frac{r'^2 - r'_0{}^2}{\lambda d_b}} \cdot \left\{ \left(e^{i\pi \frac{\vec{t} \vec{R}}{\lambda f'}} \cdot C_a\left(\frac{\vec{R} - \vec{r}'_0}{G}\right) \right) \overset{\vec{R}}{*} C_b(\vec{R}) \right\} (\vec{r}')$$

Annexe D

Publications

Optical Engineering 45(11), 115601 (November 2006)

Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers used as spectral imagers

Yann Ferrec
 Jean Taboury
 Hervé Sauer
 Pierre Chavel, FELLOW SPIE
 Centre National de la Recherche
 Scientifique
 Laboratoire Charles Fabry de l'Institut
 d'Optique
 Bâtiment 503, Centre Scientifique
 F 91403, Orsay Cédex, France
 E-mail: yann.ferrec@iota.u-psud.fr

Abstract. High-étendue Fourier transform imaging spectrometers can be useful tools for acquiring airborne hyperspectral images, since they do not need moving parts and, as Fourier transform spectrometers, they benefit from the Fellgett advantage. The Sagnac interferometer and the Michelson interferometer with dihedrons can be used in such an instrument. These two interferometers act very similarly on the entering beam, and in particular they both work with fringes of equal inclination. This property enables them to benefit from the Jacquinot advantage, too. Nevertheless, to fully benefit from this advantage, it is necessary to maximize the geometrical étendue accepted by the interferometer. From this point of view, the Michelson interferometer with dihedrons appears to be much more interesting than the Sagnac interferometer. Indeed, calculation shows that, in the optimal symmetric configuration, and for the same beamsplitter diameter, the étendue accepted without vignetting by the Michelson interferometer is more than five times greater than the étendue accepted by the Sagnac interferometer. Even if, in a real instrument, the optical scheme cannot be exactly this optimal configuration, this result is a strong argument in support of the Michelson interferometer with dihedrons. © 2006 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. [DOI: 10.1117/1.2395923]

Subject terms: spectral imaging; Fourier transform spectrometry; étendue; Sagnac interferometer; Michelson interferometer.

Paper 050941R received Nov. 30, 2005; revised manuscript received Apr. 18, 2006; accepted for publication Apr. 24, 2006; published online Nov. 29, 2006.

1 Introduction

Various systems for spectroscopy or imaging spectroscopy use stationary interferometers, that is, interferometers where a specific value of the optical path difference is assigned to every point on the focal plane. Combined with an imaging system in such a way that the scene and fringes are simultaneously imaged on the detector, this interferometer can be used for hyperspectral imaging in a pushbroom acquisition mode,¹⁻⁸ and is then known as a *high-étendue interferometers*,² or *windowing interferometers*.⁹ Indeed, thanks to the motion of the scene relative to the instrument, an object point will be successively seen through all the optical path differences.

An interesting way to obtain this double conjugation of the scene and of fringes is to split the incident wavefront in an intermediate space where the object is rejected to infinity, and to translate the two resulting wavefronts with respect to each other. The imaging of the scene is preserved, because a mere translation of a collimated beam does not change the focal point. And we can see in Fig. 1 that, since the translation \mathbf{t} does not depend on the beam orientation, the optical path difference δ on the detector plane varies with the direction \mathbf{u} of the incident wavefront: $\delta = \mathbf{t} \cdot \mathbf{u}$. If the translation is transverse (i.e., perpendicular to the optical axis), the optical path difference is given by

$$\delta = |\mathbf{t}| \sin \beta, \quad (1)$$

where β is the field angle in the plane containing the optical axis and the translation. Consequently, in the image plane, we obtain the image of the object with (quasi)linear fringes superimposed, and the central fringe is on the optical axis (Fig. 2).

This configuration allows us to benefit from the traditional advantages of Fourier transform spectroscopy: the Fellgett advantage^{10,11} and the Jacquinot advantage.¹²⁻¹⁴

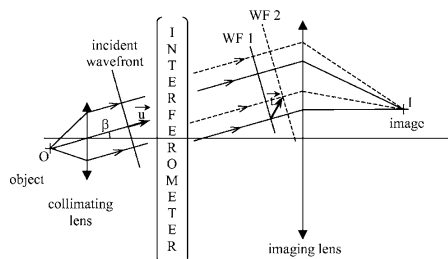


Fig. 1 The interferometer splits the incident wavefront (WF) and introduces a translation \mathbf{t} between the two resultant wavefronts (WF 1 and WF 2). Since this translation occurs between the collimating lens and the imaging lens, the focal point I is the same for the two wavefronts, but the optical path length is different.

0091-3286/2006/\$22.00 © 2006 SPIE



Fig. 2 Image showing fringes superimposed on the field of view. The upper part of the background is red when the lower part is blue.

Moreover, the paths of the two beams are very close to each other, so that possible system aberrations are nearly identical for them. Finally, the absence of moving parts, contrary to the step-staring Michelson imaging spectrometer,¹⁵ is very convenient for in-the-field operations.¹⁶

To create the translation between the two wavefronts, several designs are possible. One of the most frequently used interferometers is the Sagnac interferometer. However, this interferometer is known to be field-limited, being prone to vignetting.^{7,8} The purpose of this article is to quantify this assertion. More precisely, we investigate the geometry that optimizes the acceptable étendue of the beam. Thus, our criterion is the maximum field without vignetting, which is slightly different from that of Sellar and Boreman,¹⁷ who are interested in the total field (see Fig. 3). Furthermore, we compare this interferometer with another interferometer that acts similarly on the incident wavefront but is currently little used for spectral imaging, namely, a Michelson interferometer with dihedrons (Itoh uses it,¹⁸ but in a different way).

After a review of the geometrical point transformations performed by the two interferometers (Sec. 2), we devote the core of this work (Sec. 3) to understanding the general constraints on field of view and pupil size in the two cases, without considering specific requirements on the spectral resolution, i.e., the number of fringes and their positions in

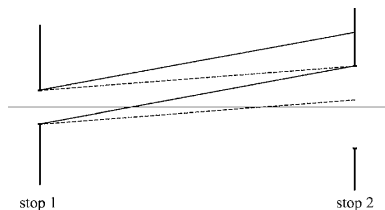


Fig. 3 Maximum field accepted. Dashed line: our maximum field (we do not accept any vignetting). Solid line: the maximum field accepted by Sellar and Boreman¹⁷ (it reaches 100% vignetting).

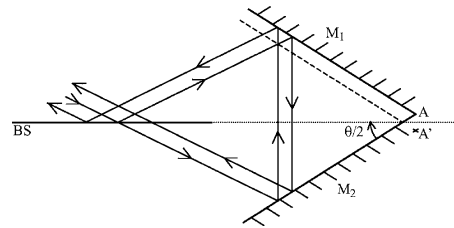


Fig. 4 Layout of the Sagnac interferometer. Dashed line: position of mirror M_1 when the interferometer is symmetric.

the field. This calculation is valid independently of the application to spectral imaging. However, it is of interest only when the geometrical étendue is a relevant criterion, which is for instance the case for static nonimaging spectrometers,¹⁹ but not for wavefront-monitoring interferometers.

2 Presentation of the Two Interferometers

In this section, we briefly present the layout of the two interferometers, and we give the expression for the translation they induce. We restrict the study to planar geometry: the layouts are assumed to be invariant under translation perpendicular to the sheet plane.

2.1 Sagnac Interferometer

A Sagnac interferometer is a cyclic interferometer, which consists of two mirrors and a beamsplitter, as can be seen in Fig. 4. The zero-translation configuration is attained when the two mirrors are symmetrical with respect to the beamsplitter, and a transverse translation can be induced by translating one of the mirrors.

As the two successive reflections on the mirrors $M_{2/1}$ and $M_{1/2}$ are equivalent²⁰ to a rotation through an angle 2θ , the clockwise beam undergoes first a symmetry operation with respect to the beamsplitter BS, and then a rotation through an angle -2θ around the edge A (for the sake of simplicity, and just for this calculation, we consider the beam that returns towards the source). This can be symbolically written

$$\text{Path 1: } \text{rot}_{A,-2\theta} \circ \text{sym}_{\text{BS}}. \quad (2)$$

The counterclockwise beam undergoes first a rotation through an angle $+2\theta$ around the edge A , and then the symmetry operation with respect to the beamsplitter BS:

$$\text{Path 2: } \text{sym}_{\text{BS}} \circ \text{rot}_{A,+2\theta} = \text{rot}_{A',-2\theta} \circ \text{sym}_{\text{BS}}, \quad (3)$$

where A' is the mirror image of point A in the beamsplitter. And since there is the general relation

$$\text{rot}_{C,+ \gamma} = \text{trans}_{\text{rot}_{C,\gamma}(\overline{CD})-\overline{CD}} \circ \text{rot}_{D,-2\theta}, \quad (4)$$

we can conclude that the difference between beam path 1 and beam path 2 is a translation \mathbf{t} given by

$$\mathbf{t} = \overline{AA'} - \text{rot}_{-2\theta}(\overline{AA'}). \quad (5)$$

Ferrec et al.: Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers...

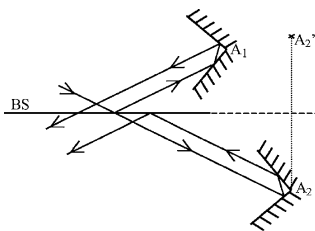


Fig. 5 Layout of the Michelson interferometer with dihedrons.

In other terms, the angle between the translation vector and the beamsplitter is equal to θ , the angle between the two mirrors, and the magnitude of the vector \mathbf{t} is equal to $2|AA'| \sin \theta$, where $|AA'|/2$ is the distance between the beamsplitter plane and the common edge of the mirrors. This means that:

- A rotation of the two mirrors around their common edge has no effect on the fringes.
- A translation of one mirror or of the beamsplitter changes the fringe period, but not the position of the central fringe (which is perpendicular to the induced translation).
- A rotation of the beamsplitter around the edge does not change the fringe period, but changes the central fringe position.

Modifying the position of the central fringe may be helpful we wish to have asymmetric interferograms, in order to increase the maximal path difference while maintaining a constant step when sampling the fringes.

2.2 Michelson Interferometer with Dihedrons

The Michelson interferometer with dihedrons is represented in Fig. 5. In contrast with the Sagnac interferometer, this interferometer is not cyclic, so we can easily modify each arm separately.

We readily see that the translation vector induced by this interferometer is equal to two times the vector $\overrightarrow{A_1A_2'}$, where A_2' is the image of A_2 through the beamsplitter:

$$t = 2\overrightarrow{A_1A_2'} \tag{6}$$

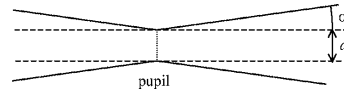


Fig. 6 Size of the beam.

The central fringe position is adjusted by a longitudinal translation of one dihedron, and the fringe period by a transverse translation.

3 Optimization of the Geometry

The purpose of this section is to determine the set of geometrical parameters that minimizes the size of the beamsplitter. We choose this criterion because the beamsplitter is both the entrance and the exit element of the interferometer, so its size appears to be representative of the volume of the interferometer. The invariant of the optimization is the geometrical étendue G .

For the sake of simplicity, we make some hypotheses:

- We work in an intermediate space, where the pupil is real, circular of diameter d , the half field-of-view angle is denoted α (see Fig. 6), and we approximate the étendue by
- $$G = (\pi \sin \alpha \cdot d/2)^2 \tag{7}$$
- The beamsplitter is of negligible thickness, and we do not consider its mount.
 - We consider only the zero-translation configuration (the two paths are symmetrical with respect to the beamsplitter).

The latter hypothesis is the strongest and will need to be revisited for a practical imaging spectrometer design. Specifically, under that hypothesis, in view of Eq. (1), both the Sagnac and the Michelson interferometer would be used in the zero-path-difference configuration throughout the field, which is of course meaningless. Nevertheless, a good first understanding of the geometrical constraints specific to the two interferometers can be gained in that way, which is our purpose here.

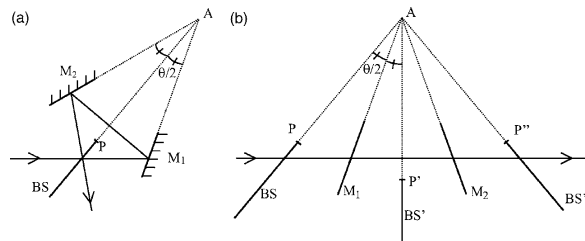


Fig. 7 Layout of the Sagnac interferometer: (a) real, folded; (b) schematic, unfolded.

Ferrec et al.: Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers...

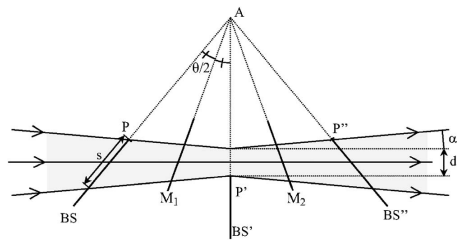


Fig. 8 Optimal geometry when θ , α , and d are given.

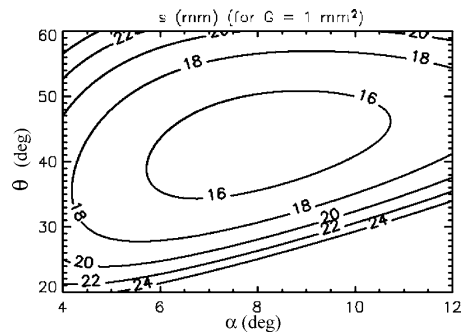


Fig. 9 Size s of the beamsplitter versus α and θ .

3.1 Sagnac Interferometer

The folded and unfolded layouts together with our notation are presented in Fig. 7.

Since we want to minimize the size of the beamsplitter, the best position for the pupil is when the beam sections at its first and last intersections with the beamsplitter are equal; therefore, we should place the pupil on the line BS' .

In this interferometer, the limiting element is the beamsplitter, since the beam has to pass through it twice (BS and BS''), but should not cross it between mirrors M_1 and M_2 (i.e., at plane BS'). The optimal geometry is reached when the beamsplitter touches the beam at both P' and P (and P'' , for reasons of symmetry). An example of this geometry is shown in Fig. 8.

Following this drawing, we can write

$$AP - d = AP \cos \theta + (AP \sin \theta) \tan \alpha, \quad (8)$$

and thus

$$AP = \frac{d}{1 - \cos \theta - \sin \theta \tan \alpha}. \quad (9)$$

Besides, knowing α , d , and θ , we can calculate the size s of the beamsplitter:

$$(s + AP) \sin(\pi/2 - \theta - \alpha) = AP \cos \alpha. \quad (10)$$

In other words,

$$s = AP \cdot \left[\frac{\cos \alpha}{\cos(\theta + \alpha)} - 1 \right]. \quad (11)$$

Combining this with the definition (7) of G and with Eq. (9), we get the expression for s as a function of G , α , and θ :

$$s = \frac{2\sqrt{G}}{\pi} \cdot \frac{1}{\sin \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \cos \theta - \sin \theta \tan \alpha} \cdot \left(\frac{\cos \alpha}{\cos(\theta + \alpha)} - 1 \right). \quad (12)$$

We can thus calculate the values for α and θ that minimize s . A representation of the surface $s(\alpha, \theta)$ is plotted in Fig. 9, and the results of a numerical minimization of s are

$$\theta = 42.7 \text{ deg},$$

$$\alpha = 8.0 \text{ deg}, \quad (13)$$

$$s = 15.2\sqrt{G}.$$

We can note that the optimal value for θ is very close to 45 deg, which corresponds to the common right-angle Sagnac interferometer.²⁰

3.2 Michelson Interferometer with Dihedrons

As for the Sagnac interferometer, it is clearer to work with the unfolded layout, which is presented in Fig. 10. Since we consider the symmetrical configuration, we show only one arm of the interferometer.

For the same reason as earlier, we place the center of the pupil on the edges of the mirrors.²¹

Contrary to the Sagnac interferometer, vignetting occurs with the mirrors, and not with the beamsplitter. Consequently, it can be shown that the best configuration will be

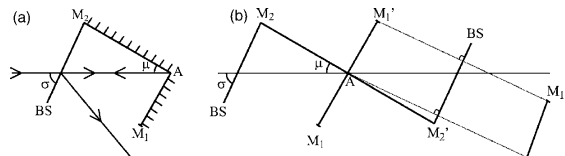


Fig. 10 Layout of the Michelson interferometer: (a) real, folded; (b) schematic, unfolded.

Ferrec et al.: Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers...

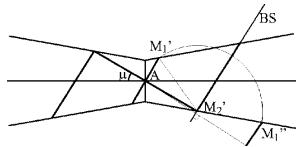


Fig. 11 Optimal geometry when μ , α , and d are given.

reached just before vignetting by mirrors M_1 , M_2 , and M_1' . Note that there are more conditions than with the Sagnac; that follows from the fact that each arm of the Michelson interferometer has more degrees of freedom than the whole Sagnac interferometer. The optimal geometry when d , α , and μ are given is shown in Fig. 11.

The expression for the size s of the beamsplitter is somewhat more complicated than for the Sagnac interferometer. If we denote by m_1 and m_2 the sizes of mirrors M_1 and M_2 , respectively (i.e., the distances AM_1 and AM_2), we get

$$m_1 = \frac{d}{2} \cdot \frac{1}{\sin \mu} \cdot \frac{1}{\cot \mu - \tan \alpha}, \tag{14}$$

$$m_2 = \frac{d}{2} \cdot \frac{1}{\cos \mu} \cdot \frac{1}{\tan \mu - \tan \alpha},$$

and then

$$\sigma = \frac{1}{2} \left(\pi - \mu - \alpha - \arctan \frac{m_1}{m_2} \right), \tag{15}$$

$$s = (m_1^2 + m_2^2)^{1/2} \frac{\sin \left(\mu + \alpha + \arctan \frac{m_1}{m_2} \right)}{\cos \left[\frac{1}{2} \left(\mu + 3\alpha + \arctan \frac{m_1}{m_2} \right) \right]}. \tag{16}$$

The surface $s(\alpha, \mu)$ is plotted in Fig. 12, and the values for μ and α that minimize s are

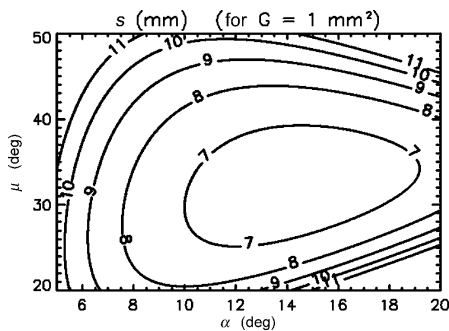


Fig. 12 Size s of the beamsplitter versus α and μ .

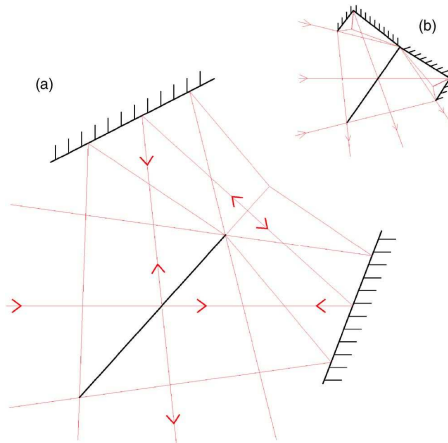


Fig. 13 Juxtaposition (at same scale) of the Sagnac (a) and the Michelson (b) interferometers in their optimal configuration, for the same beam étendue.

$$\mu = 32.3 \text{ deg},$$

$$\alpha = 14.4 \text{ deg},$$

$$\sigma = 54.6 \text{ deg},$$

$$s = 6.5\sqrt{G}.$$

One may note that since $\sigma + \mu$ is close to 90 deg, the optimum is close to the case where the mirrors M_2 for the two arms coincide.

4 Conclusion

Our main conclusion is that the Michelson interferometer with dihedrons is far more compact than the Sagnac interferometer, as appears dramatically in Fig. 13, where we show the two interferometers in their optimal configurations, for the same étendue. Quantitatively, the Sagnac interferometer's beamsplitter diameter is more than twice that of the Michelson interferometer.

Another conclusion is that, compared with the Michelson interferometer, the Sagnac interferometer is more adapted to small field angles combined with a big pupil; this is because the path for the beam between the two beamsplitters is longer.

However, our numerical values for the geometric parameters have to be taken with care. Indeed, we can notice in Figs. 9 and 12 that s varies slowly with the parameters, so we can choose among a wide range of values without significantly increasing the size of the beamsplitter. For instance, a half field of view of 10 deg for both the Sagnac and the Michelson interferometers will lead to less than a 10% increase in the beamsplitter diameter s . Moreover,

Ferrec et al.: Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers...

stringent hypotheses were made, in particular that of a symmetrical configuration. Practical designs need to be engineered without those simplifying assumptions, but we believe that our optimal solution can be used as a good starting point. In addition, we did not consider the 3-D aspect, which can be of interest if we want to have access to the two outputs of the interferometers.

Nevertheless, the main conclusion that the Michelson interferometer is much more compact than the Sagnac interferometer will remain valid. While this conclusion is in principle quite general, we believe that it is relevant and must therefore be taken into account whenever a stationary Fourier transform spectrometer or spectral imager is being designed.

References

1. P. Vermande, C. Buil, and F. Delbru, "Interferometric spectro-imager system," *Proc. SPIE* **810**, 117–124 (1987).
2. R. Horton, "Optical design for a high étendue imaging Fourier transform spectrometer," *Proc. SPIE* **2819**, 300–315 (1996).
3. D. Fletcher-Holmes and A. Harvey, "Birefringent Fourier-transform imaging spectrometer," *Proc. SPIE* **4816**, 397–406 (2002).
4. G. Zhan, K. Oka, T. Ishigaki, and N. Baba, "Birefringent imaging spectrometer," *Appl. Opt.* **41**, 734–738 (2002).
5. C. Zhang, B. Xiangli, B. Zhao, and X. Yuan, "A static polarization imaging spectrometer based on a Savart polariscope," *Opt. Commun.* **203**, 21–26 (2002).
6. B. Harnisch, W. Posselt, K. Holota, H. O. Tittel, and M. Rost, "Compact Fourier-transform imaging spectrometer for small satellite missions," *Acta Astronaut.* **52**, 803–811 (2003).
7. A. Barducci, A. Casini, F. Castagnoli, P. Marconi, I. Pippi, and M. Svagetti, "A new stationary imaging interferometer: first results," *Proc. SPIE* **5159**, 291–298 (2003).
8. P. Lucey and B. Wilcox, "Mini-SMIFTS: an uncooled LWIR hyperspectral sensor," *Proc. SPIE* **5159**, 275–282 (2003).
9. R. Sellar and G. Boreman, "Classification of imaging spectrometers for remote sensing applications," *Opt. Eng.* **44**, 1–3 (2005).
10. P. Fellgett, "À propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex," *J. Phys. Radium* **19**, 187–191 (1958).
11. A. T. Pritt, P. N. Kupferman, S. J. Young, and R. A. Keller, "Imaging LWIR spectrometers for remote sensing applications," *Proc. SPIE* **3063**, 138–149 (1997).
12. P. Jacquinot, "Caractères communs aux nouvelles méthodes de spectroscopie interférentielle; facteur de mérite," *J. Phys. Radium* **19**, 223–229 (1958).
13. G. Fortunato and A. Maréchal, "Recherche de l'étendue maximale dans les interféromètres," *C. R. Acad. Sci. Paris* **274B**, 688–691 (1982).
14. J. Genest, P. Tremblay, and A. Villemaire, "Throughput of tilted interferometers," *Appl. Opt.* **37**, 4819–4822 (1998).
15. J. M. Flaud, J. Orphal, G. Bergametti, C. Deniel, T. von Clarmann, F. Friedl-Vallon, T. Steck, H. Fischer, H. Bovensmann, J. P. Burrows, M. Carlotti, M. Ridol, and L. Palchetti, "The Geostationary Fourier Imaging Spectrometer (GeoFIS) as part of the Geostationary Tropospheric Pollution Explorer (GeoTroPE) mission: objectives and capabilities," *Adv. Space Res.* **34**, 688–693 (2004).
16. T. H. Chao, H. Zhou, X. Xia, and S. Serati, "Electro-optic imaging Fourier transform spectrometer," in *Proc. NASA's Fourth Annual Earth Science Technology Conf.* (2004).
17. R. Sellar and G. Boreman, "Limiting aspect ratios of Sagnac interferometers," *Opt. Eng.* **42**, 3320–3325 (2003).
18. K. Itoh, "Interferometric multispectral imaging," Chap. III in *Progress in Optics XXXV*, E. Wolf, Ed., pp. 145–196, Elsevier, Amsterdam (1996).
19. M.-L. Juntila, J. Kauppinen, and E. Ikonen, "Performance limits of stationary Fourier spectrometers," *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 1457–1462 (1991).
20. G. Fortunato, "Étude d'un spectromètre interférentiel à modulation sélective," PhD Thesis, Université Paris Sud (1976).
21. M. Chamberland, V. Farley, A. Villemaire, and J. Giroux, "Field-portable LWIR imaging FTS," in *Proc. OSA's Conf. on "Fourier Transform Spectroscopy: Hyperspectral Imaging and Sounding the Environment"* (2005).

Biographies and photographs of the authors are not available.

FThB3.pdf

Design of a Fourier-transform Spectral Imager for Airborne Measurements.

Y. Ferrec, J. Taboury, P. Fournet, H. Sauer, F. Goudail and P. Chavel

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, bât. 503 centre scientifique, F-91493 Orsay, France
yann.ferrec@institutoptique.fr

N. Guérineau, C. Coudrain, S. Thétas, P. Cymbalista, J. Primot and J. Deschamps

ONERA, Chemin de la Humière, F-91761 Palaiseau, France

Abstract: We present an experimental spectral imager based on a Michelson interferometer with dihedrons. This design allows a high geometrical étendue and a simplicity for fringes tuning.

©2007 Optical Society of America

OCIS codes: (300.6190) Spectrometer; (340.4600) Optical engineering

1. Introduction

Airborne spectral imagers are more and more common instruments. The most widespread type of instrument uses a diffraction grating associated with a 2D-focal plane in a push-broom acquisition mode. Thus, at each time, an horizontal slice of the scene is imaged, and the spectrum is dispersed along the vertical dimension. This technique has several advantages, e.g. the instantaneous acquisition of all the spectrum of the slice, or the absence of moving part. However, this mechanism also suffers drawbacks. One of its main disadvantages is that each frame contains spatial information of only one line from the ground, thus resulting in difficulty in registering the successive frames. A second drawback is that the instrument wastes a great part of the optical flux emitted by the scene, since we observe only one line simultaneously. These two remarks lead us to adopt an other type of instrument, namely a static Fourier-transform spectral imager in a configuration named "high étendue" [1,2].

2. Operation principles.

The instrument is made of an interferometer placed in front of an imager. The two arms of the interferometer form in the focal plane two images of the scene that match geometrically, but since the optical path length is different in the two arms, interference fringes appear in the image plane. In a sense, we can say that the image of the scene and the image of the fringes are superimposed (see Fig 1).

Then, if the scene is moved perpendicularly to the fringes, each point of it will be successively seen through the set of optical path differences, allowing us to reconstruct the associated interferogram, and then its spectrum.



Fig. 1. Example of a raw image obtained with our "high étendue" Fourier transform spectral imager.

Since the scene is at infinity, an interferometer that produces a mere translation between the two emerging rays is very suited. This interferometer can be a Sagnac interferometer (see Fig 2a) or a Michelson interferometer with dihedrons (see Fig 2b). The former is commonly used, because of its great robustness. However, the cyclical path of

FThB3.pdf

the light limits the beam étendue. That's why we decided to use a Michelson interferometer with dihedrons, which can be far more compact than a Sagnac interferometer for a given beam étendue [3]. Furthermore, the design of a Michelson interferometer makes possible to simply and independently adjust both the fringes period and the position of the central fringe. Indeed, the fringes pitch is determined by the transversal translation t_x between the two emerging rays, while the position of the central fringe is determined by the longitudinal component t_z of the translation. Lastly, the interferometer of Michelson with dihedrons has the advantage of being able to have two complementary outputs associated with two separate inputs. Even if we have not currently implemented this possibility, it can reveal to be very useful.

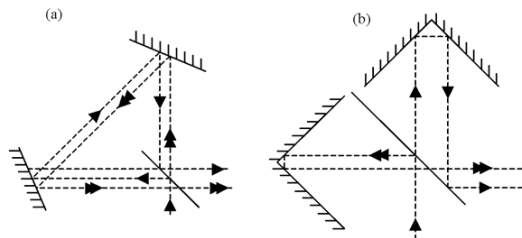


Fig. 2. (a) Layout of the Sagnac interferometer and (b) of the Michelson interferometer with dihedrons.

3. Experimental design of the spectral imager.

An instrument has been designed respecting two major constraints. First, all optical elements had to be off-the-shelf (the camera was already chosen). Second, the instrument had to be as compact and robust as possible. The main characteristics of the instruments are collected in the following table.

Spectral range	500 – 800 nm
Expected spectral resolution	12 nm at 450 nm
Field of view	560 m (along-track) x 280 m (across-track)
Instantaneous Field of View	1,5 m
Altitude	2000 m

We therefore selected the objective from the “compact IR-corrected” serie of Schneider-Kreuznach. Furthermore, the necessity of a compact and simple design leads us to choose a cube beamsplitter and glass roof prisms for the dihedrons. Since the wavefront is split by the central edges of the dihedrons, their right angle must be very clean (better than a few arc seconds). Moreover, we added a pupil just between the beamsplitter and the objective (see Fig 3). This position is not the optimal one described in [3], but, as the optics were not customized, it represented the best compromise between aperture and vignetting. Besides, it limits parasitic light that can occur from reflections and diffusion on the surfaces of the cube.

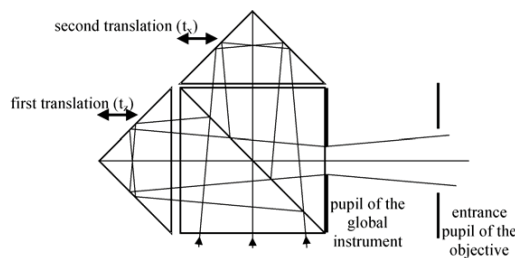


Fig. 3. Scheme of the interferometer with the print of the beam (its size is minimal on the pupil).

FThB3.pdf

Each dihedron is placed on a translation stage. For the first prism, the translation is parallel to the optical axis, in order to adjust the position of the central fringe in the field, while for the second prism, the translation is perpendicular to the optical axis, permitting to tune the fringe period. An outward view of the interferometer is shown on figure 4.

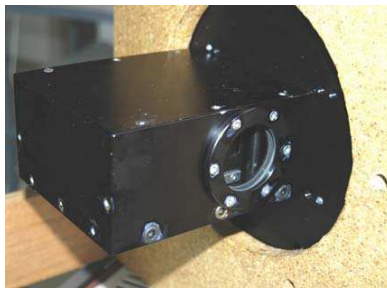


Fig. 4. Outward view of the interferometer. The size of the box is $140 \times 110 \times 70$ mm³. The camera doesn't appear on this photography : it is just behind the mount on the right.

3. Conclusion.

Even if up until now this instrument has not been used in an airborne spectral imager mode, first results are encouraging and close to those expected, and we can already draw some useful conclusions. In particular, the use of prisms for the dihedrons creates chromatism in the fringes, so that the optical path difference allocated to each camera pixel depends on the wavelength. To correct this defect, dihedrons made with metallic mirrors and a symmetric plate beamsplitter should be preferred. On the other hand, the robustness of the system seems satisfactory, and leaves us hope interesting experimental spectral images.

Acknowledgements.

These works are supported by the French ministry of Defense (DGA). In particular, the authors are grateful for the encouragement of F. Lefebvre and B. Desruelle. They also thank S. Perrot and F. Capmas from IOTech (Orsay, France) for their help.

[1] P. Vermande, C. Buil and F. Delbru, "Interferometric Spectro-Imager System" in *Optical Systems for Space Applications*, H. Lutz and G. Otrio, eds., Proc. SPIE 810, 117-124 (1987).

[2] R. Horton, "Optical Design for a High Etendue Imaging Fourier Transform Spectrometer" in *Imaging Spectrometry II*, M. Descour and J. Mooney, eds., Proc. SPIE 2819, 300-315 (1996).

[3] Y. Ferrec, J. Taboury, H. Sauer and P. Chavel, "The optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers used as spectral imagers", *Optical Engineering*, **45** (2006).

Bibliographie

- M. N. ABEDIN, T. F. REFAAT, J. M. ZAWODNY, S. P. SANDFORD, U. N. SINGH, S. V. BANDARA, S. D. GUNAPALA, I. BHAT et N. P. BARNES : Multicolor focal plane array detector technology : a review. *In Proc. SPIE, vol 5152, Infrared Spaceborne Remote Sensing XI*, pages 279–288, 2003.
- M. AIKIO : Hyperspectral prism-grating-prism imaging spectrograph, 2001. VTT Publications 435 (Finlande).
- A. BARDUCCI, A. CASINI, F. CASTAGNOLI, P. MARCOIONNI, I. PIPPI et M. SVAGETTI : A new stationary imaging interferometer : first results. *In Proc. SPIE, vol 5159, Imaging Spectrometry IX*, pages 291–298, 2003.
- T. H. BARNES : Photodiode array Fourier transform spectrometer with improved dynamic range. *Applied Optics*, 24(2):3702–3706, 1985.
- T. H. BARNES, T. EIJU et K. MATSUDA : Heterodyned photodiode array Fourier transform spectrometer. *Applied Optics*, 25(12):1864–1866, 1986.
- M. J. BARNSLEY, J. J. SETTLE, M. CUTTER, D. LOBB et F. TESTON : PROBA/CHRIS mission : A low-cost smallsat for hyperspectral, multi-angle, observations of the Earth surface and atmosphere. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42:1512–1520, 2004.
- R. BEER, T. A. GLAVICH et D. M. RIDER : Tropospheric emission spectrometer for the Earth observing systems Aura satellite. *Applied Optics*, 40(15):2356–2367, 2001.
- J-P. BIBRING, A. SOUFFLOT, M. BERTHÉ, Y. LANGEVIN, B. GONDET, P. DROSSART, M. BOUYÉ, M. COMBES, P. PUGET, A. SEMERY, G. BELLUCCI, V. FORMISANO, V. MOROZ, V. KOTTSOV, G. BONELLO, S. ERARD, O. FORNI, A. GENDRIN, N. MANAUD, F. POULET, G. POULLEAU, T. ENCRENAZ, T. FOUCHET, R. MELCHIORI, F. ALTIERI, N. IGNATIEV, D. TITOV, L. ZASOVA, A. CORADINI, F. CAPACIONNI, P. CERRONI, S. FONTI, N. MANGOLD, P. PINET, B. SCHMITT, C. SOTIN, E. HAUBER, H. HOFFMANN, R. JAUMANN, U. KELLER, R. ARVIDSON, J. MUSTARD et F. FORGET : OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l’Eau, les Glaces et l’Activité, 1993. Disponible à l’adresse : sci.esa.int/science-e/www/object/doc.cfm?objectid=34883.
- S. BLAIS-OUELLETTE, O. DAIGLE et K. TAYLOR : The imaging Bragg tunable filter : a new path to integral field spectroscopy and narrow band imaging. *In Proc. SPIE, vol 6269, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*, page 62695H, 2006.
- P. BOUSQUET : *Spectroscopie instrumentale*. Dunod Université, 1969.

BIBLIOGRAPHIE

- D. A. CARDIMONA, D. H. HUANG, D. T. LE, H. S. GINGRICH et M. A. SERNA : Advanced IR detector devices and concepts for remote sensing. *In Proc. SPIE, vol. 5152, Infrared Spaceborne Remote Sensing XI*, pages 316–326, 2003.
- B. CARLI, A. BARBIS, J. E. HARRIES et L. PALCHETTI : Design of an efficient broadband far-infrared Fourier-transform spectrometer. *Applied Optics*, 38(18):3945–3950, 1999.
- A. CHALABAEV, E. LE COARER, P. RABOU, Y. MAGNARD et P. PETMEZAKIS : The GraF instrument for imaging spectroscopy with the adaptive optics. *Experimental Astronomy*, 14:147–181, 2002.
- I. C. CHANG : Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture. *Applied Physics Letters*, 25(7):370–372, 1974.
- T. H. CHAO, H. ZHOU, X. XIA et S. SERATI : Electro-optic imaging Fourier transform spectrometer. *In 4th Earth Science Technology Conference (ESTC)*, 2003.
- T. CHRIEN et L. COOK : Design concept for a Landsat-class imaging spectrometer with well corrected spectral fidelity. *In Proc. SPIE, vol. 5159, Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research V*, pages 90–97, 2003.
- R. CONTENT, J. R. ALLINGTON-SMITH, D. J. ROBERTSON, O. LE FEVRE, E. PRIETO, B. DELABRE et W. POSSELT : ESA NGST integral field and multiobject spectrograph slicer system. *In Proc. SPIE, vol. 4013, UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, pages 851–860, 2000.
- J.-G. CUBY, J.-P. KNEIB, E. PRIETO, P.-E. BLANC, M. MARTEAUD, P. VOLA, P. JAGOUREL, F. HAMMER et T. FUSCO : MOMFIS, the multi-object IR spectrograph for OWL. *In Instrumentation for Extremely Large Telescopes*, 2005.
- J. T. DALY, A. BODKIN, W. SCHNELLER, R. KERR, J. NOTO, R. HAREN, M. EISMANN et B. KARCH : Tunable narrow-band filter for LWIR hyperspectral imaging. *In Proc. SPIE, vol. 3948, Photodetectors : Materials and Devices V*, pages 104–115, 2000.
- C. DAMIANI, P. DROSSART, A. SÉMERY, J. M. RÉESS et J. P. MAILLARD : An imaging heterodyne spectrometer for planetary exploration. *In Fourier Transform Spectroscopy (FTS)*, 2007.
- J. A. Jr. DECKER et M. O. HARWITT : Sequential encoding with multislit spectrometers. *Applied Optics*, 7(11):2205–2209, 1968.
- M. DESCOUR et E. DERENIAK : Computed tomography imaging spectrometer : experimental calibration and reconstruction results. *Applied Optics*, 34(22):4817–4826, 1995.
- T. DOHI et T. SUZUKI : Attainment of high resolution holographic Fourier transform spectroscopy. *Applied Optics*, 10(5):1137–1140, 1971.
- J. DYSON : Unit magnification optical system without Seidel aberrations. *Journal of the Optical Society of America*, 49(7):713–716, 1959.
- N. EBIZUKA, M. WAKAKI, Y. KOBAYASHI et S. SATO : Development of a multichannel Fourier transform spectrometer. *Applied Optics*, 34(34):7899–7908, 1995.
- W. FATELEY : Radiation filter, spectrometer and imager using a micro-mirror array, 2000. Brevet US 6,046,808.

BIBLIOGRAPHIE

- P. FELLGETT : À propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex. *Le Journal de Physique et le Radium*, 19:187–191, 1958a.
- P. FELLGETT : Spectromètre interférentiel multiplex pour mesures infrarouges sur les étoiles. *Le Journal de Physique et le Radium*, 19:237–240, 1958b.
- H. FISCHER et H. OELHAF : Remote sensing of vertical profiles of atmospheric trace constituents with MIPAS limb-emission spectrometers. *Applied Optics*, 35(16):2787–2796, 1996.
- J. FISHER et J. ANTONIADES : A hyperspectral imaging sensor for the coastal environment. *In Proc. SPIE, vol 3482, International Optical Design Conference 1998*, pages 179–186, 1998.
- R. FONCK, D. HUPPLER, F. ROESLER, D. TRACY et M. DAEHLER : All-reflection Michelson interferometer : analysis and test for far IR Fourier spectroscopy. *Applied Optics*, 17(11):1739–1747, 1978.
- M. FRANÇON : *Séparation des radiations par les filtres optiques*. Masson.
- Y. GARINI, I. T. YOUNG et G. MCNAMARA : Spectral imaging : Principles and applications. *Cytometry Part A*, 69A:735–747, 2006.
- S. M. GENTRY, C. M. WEHLBURG, J. C. WEHLBURG, M. W. SMITH et J. L. SMITH : Staring 2-D Hadamard transform spectral imager, 2006. Brevet US 6,996,292.
- L. GENZEL, H. R. CHANDRASEKHAR et J. KUHL : Double-beam Fourier spectroscopy with two inputs and two outputs. *In Optics communications*, pages 381–386, 1976.
- D. A. GLENAR, J. J. HILMAN, B. SAIF et J. BERGSTRALH : Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing. *Applied Optics*, 33(31):7412–7424, 1994.
- F. GRANDMONT, L. DRISSEN et G. JONCAS : Development of an imaging Fourier transform spectrometer for astronomy. *In Proc. SPIE, vol.4842, Specialized Optical Developments in Astronomy*, pages 392–401, 2003.
- P. GRIFFITHS et J. de HASETH : *Fourier Transform Infrared Spectrometry, 2nd edition*. Wiley.
- Y. GUERN, L. GRENIER et F. CARPENTIER : Uncooled IRFPA for low-cost multispectral / hyperspectral LWIR imaging device. *In Proc. SPIE, vol. 5093, Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral and Ultraspectral Imagery IX*, pages 126–135, 2003.
- W. GUNNING : Double-cavity electrooptic Fabry-Perot tunable filter. *Applied Optics*, 21(17):3129–3131, 1982.
- N. GUPTA : Hyperspectral and polarization imaging applications of acousto-optic tunable filters. *In Proc. World Congress on Ultrasonics*, pages 345–348, 2003.
- N. GUPTA, D. R. SUHRE et M. S. GOTTLIEB : Long-wave infrared spectral imager with an 8-cm-1 passband acousto-optic tunable filter. *Optical Engineering*, 44(9):094601, 2005.
- N. GUÉRINEAU, S. SUFFIS, P. CYMBALISTA et J. PRIMOT : Conception of a stationary Fourier transform infrared spectroradiometer for field measurements of radiance and emissivity. *In Proc. SPIE, vol 5249, Optical Design and Engineering*, pages 441–448, 2004.

- H. HAMID MUHAMMED et F. BERGHOLM : Camera-spectrometer for instantaneous multi- and hyperspectral imaging. *In 5th European Conference on Precision Agriculture*, 2005.
- J. M. HARLANDER, F. L. ROESLER, C. R. ENGLERT, J. G. CARDON, R. R. CONWAY, C. M. BROWN et J. WIMPERIS : Robust monolithic ultraviolet interferometer for the SHIMMER instrument on STPSat-1. *Applied Optics*, 42(15):2829–2834, 2003.
- A. R. HARVEY et D. W. FLETCHER-HOLMES : Imaging spectrometer, 2003. Brevet européen EP1495293.
- A. R. HARVEY et D. W. FLETCHER-HOLMES : Birefringent Fourier-transform imaging spectrometer. *Optics Express*, 12(22):5368–5374, 2004.
- M. HARWIT : Spectrometric imager. *Applied Optics*, 10(6):1415–1421, 1971.
- M. HARWIT, P. J. VISCUSO, G. J. STACEY et C. FULLER : Hinge spectrometer : a grating Fabry-Perot instrument for far-infrared/submillimeter spectroscopy in space. *Applied Optics*, 26(4):669–675, 1987.
- M. HASHIMOTO et S. KAWATA : Multichannel Fourier-transform infrared spectrometer. *Applied Optics*, 31(28):6096–6101, 1992.
- M. HINNRICHS : Hand held imaging spectrometer. *In IEEE 31st Applied imagery pattern recognition workshop AIPR'02*, 2002.
- R. F. HORTON : Optical design for a high etendue imaging Fourier transform spectrometer. *In Proc. SPIE, vol 2819, Imaging Spectrometry II*, pages 300–315, 1996.
- R. N. IBBET, D. ASPINALL et J. F. GRAINGER : Real-time multiplexing of dispersed spectra in any wavelength region. *Applied Optics*, 7(5):1089–1093, 1968.
- K. ITOH, T. INOUE, T. OHTA et Y. ICHIOKA : Liquid-crystal imaging Fourier-spectrometer array. *Optics Letters*, 15(11):652–354, 2004.
- E. V. IVANOV : Static Fourier transform spectroscopy with enhanced resolving power. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 2(6):519–528, 2000.
- P. JACQUINOT : Caractères communs aux nouvelles méthodes de spectroscopie interférentielle ; facteur de mérite. *Le Journal de Physique et le Radium*, 19:223–229, 1958.
- D. JOYEUX, N. de OLIVEIRA, D. PHALIPPOU, J. C. RODIER, M. VERVLOËT, F. POLACK et L. NAHON : Un spectromètre par transformation de Fourier sans lame séparatrice pour le VUV-XUV : principe, réalisation et premiers résultats. *J. Phys IV*, 127:77–85, 2005a.
- D. JOYEUX, D. PHALIPPOU, J. C. RODIER, N. de OLIVEIRA, L. NAHON, F. POLACK et M. VERVLOËT : A VUV-EUV high resolution Fourier transform spectrometer without a beam splitter. *In Fourier Transform Spectroscopy (FTS)*, 2005b.
- M. L. JUNTILLA : Stationary Fourier-transform spectrometer. *Applied Optics*, 31(21):4106–4112, 1992.
- M. L. JUNTILLA, J. KAUPPINEN et E. IKONEN : Performance limits of stationary Fourier spectrometers. *Journal of the Optical Society of America A*, 8(9):1457–1462, 1991.
- J. K. KAUPPINEN, I. K. SALOMAA et J. O. PARTANEN : Carousel interferometer. *Applied Optics*, 34(27):6081–6085, 1995.

BIBLIOGRAPHIE

- D. KNIPP, H. STIEBIG, S. R. BHALOTRA, H. L. KUNG et D. A. B. MILLER : Thin film technology based micro-Fourier spectrometer. *In Conference on MOEMS and Miniaturized Systems III*, 2003.
- D. KOMISAREK, K. REICHARD, D. MERDES, D. LYSAK, P. LAM, S. WU et S. YIN : High-performance nonscanning Fourier-transform spectrometer that uses a Wollaston prism array. *Applied Optics*, 43(20):3983–3988, 2004.
- A. R. KORB, P. DYBWAD, W. WADSWORTH et J. W. SALISBURY : Portable Fourier transform infrared spectroradiometer for field measurements of radiance and emissivity. *Applied Optics*, 35(10):1679–1392, 1996.
- H. L. KUNG, A. BHATNAGAR et D. A. B. MILLER : Transform spectrometer based on measuring the periodicity of Talbot self-images. *Optics Letters*, 26(21):1645–1647, 2001.
- J. Y. LABANDIBAR, G. BAUDIN et Y. BAILLION : ALCATEL-SPACE in hyper/multispectral Earth observation programmes, from MERIS to SPECTRA. *In Proc. SPIE, vol 5234, Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites VII*, pages 232–242, 2004.
- É. LE COARER et J. M. FOURNIER : La plaque de Lippmann : du plus simple spectrographe au plus petit spectromètre : SWIFTS. *In Horizons de l'Optique*, pages 74–75, 2007.
- D. LOBB : Theory of concentric designs for grating spectrometers. *Applied Optics*, 33(13):2648–2658, 1994.
- P. G. LUCEY et B. B. WILCOX : Mini-SMIFTS : an uncooled LWIR hyperspectral sensor. *In Proc. SPIE, vol 5159, Imaging spectrometry IX*, pages 275–282, 2003.
- D. M. LYONS et K. J. WHITCOMB : Diffractive optic image spectrometer (DOIS), 1999. Brevet US 5,986,758.
- J. P. MAILLARD : 3D-Spectroscopy with a Fourier Transform Spectrometer. *In Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics, ASP Conference Series, vol. 71*, pages 316–327, 1995.
- Z. MALIK, D. CABIB, R. A. BUCKWALD, A. TALMI, Y. GARINI et S. G. LIPSON : Fourier transform multipixel spectroscopy for quantitative cytology. *Journal of Microscopy*, 182(2):133–140, 1996.
- S. MALLICK : Effets d'épaisseur dans les réseaux. *In École d'été d'Optoélectronique*, pages 95–111, 1989.
- A. MANISSADJIAN, P. TRIBOLET, G. DESTEFANIS et E. DE BORNIOLE : Long wave HgCdTe staring arrays at Sofradir : From $9\mu\text{m}$ to $13+\mu\text{m}$ cut-offs for high performance applications. *In Proc. SPIE, vol. 5783, Infrared Technology and Applications XXXI*, pages 231–242, 2005.
- D. H. MARTIN et E. PUPLETT : Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum. *In Infrared Physics*, pages 105–108, 1969.
- S. B. MENDE et E. S. CLAFTIN : Coded aperture imaging spectrometer, 1997. Brevet US 5,627,639.
- J.L. MEYZONNETTE et T. LÉPINE : *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès Editions, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- A. MILLARD, P. LEMAIRE et J.-C. VIAL : EUV imager and spectrometer for Lyot and solar orbiter space missions. *In Proc. 5th International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2004.
- M. MIN et W. S. LEE : Design of a hyperspectral nitrogen sensing system for citrus. *In 2006 ASABE Annual International Meeting, paper 061061*, 2006.
- MONTESQUIEU : *Lettres Persanes*. Le Livre de Poche.
- J. M. MOONEY, V. E. VICKERS, M. AN et A. K. BRODZIK : High-throughput hyperspectral infrared camera. *Journal of Optical Society of America A*, 14(11):2951–2961, 1997.
- P. Z. MOUROULIS, R. O. GREEN et T. CHRIEN : Design of pushbroom imaging spectrometers for optimum recovery of spectroscopic and spatial information. *Applied Optics*, 39(13): 2210–2220, 2000.
- P. Z. MOUROULIS et M. M. MCKERNS : Pushbroom imaging spectrometer with high spectroscopic data fidelity : experimental demonstration. *Optical Engineering*, 39(3):808–816, 2000.
- E. D. NELSON et M. L. FREDMAN : Hadamard spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America*, 60(12):1664–1669, 1970.
- J. NIEKE : *A concept for regional coastal zone mission*. Thèse de doctorat, Technische Universität Berlin, 2002.
- W. NOELL, P. CLERC, L. DELLMANN, B. GULDIMANN, H. P. HERZIG, O. MANZARDO, C. MARXER, K. WEIBLE, R. DÄNDLIKER et N de ROOIJ : Applications of SOI-based optical MEMS. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(1):148–154, 2002.
- A. OFFNER : Unit power imaging catoptric anastigmat, 1973. Brevet US 3,748,015.
- T. OKAMOTO, S. KAWATA et S. MINAMI : Fourier transform spectrometer with a self-scanning photodiode array. *Applied Optics*, 23(2):269–273, 1984.
- T. OKAMOTO, S. KAWATA et S. MINAMI : Optical method for resolution enhancement in photodiode array Fourier transform spectroscopy. *Applied Optics*, 24(12):4221–4225, 1985.
- M. J. PADGETT et A. R. HARVEY : A static Fourier-transform spectrometer based on Wollaston prisms. *Review of Scientific Instruments*, 66(4):2807–2811, 1995.
- B. A. PATTERSON, M. ANTONI, J. COURTIAL, A. J. DUNCAN, W. SIBBETT et M. J. PADGETT : An ultra-compact static Fourier-transform spectrometer based on a single birefringent component. *Optics Communications*, 130:1–6, 1996.
- W. PRESS, S. TEUKOLSKY, W. VETTERLING et B. FLANNERY : *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing (2nd edition)*. Cambridge University Press.
- S. PRUNET, B. JOURNET et G. FORTUNATO : Exact calculation of the optical path difference and description of a new birefringent interferometer. *Optical Engineering*, 38(6):983–990, 1999.

BIBLIOGRAPHIE

- W.T. RAWLING, W.G. LAWRENCE, W.J. MARINELLI et M.G. ALLEN : Hyperspectral infrared imaging of flames using a spectrally scanning Fabry-Perot filter. *In 2nd Joint Meeting of the U.S. sections of the Combustion Institute*, 2001.
- S. ROMMELUERE, N. GUÉRINEAU, J. DESCHAMPS, É. DE BORNIOL, A. MILLION, J. P. CHAMONAL et G. DESTEFANIS : Microspectrometer on a chip (MICROSPOC) : first demonstration on a 320*240 LWIR HgCdTe focal plane array. *In Proc. SPIE, vol 5406, Infrared Technology and Applications XXX*, pages 170–177, 2004.
- A. ROSAK et F. TINTÒ : Progress report of a static Fourier transform spectrometer breadboard. *In 5th International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2004.
- S. A. ROY, S. POTVIN, J. GENEST et R. DESBIENS : Fast line-shape correction procedure for imaging Fourier-transform spectrometers. *Applied Optics*, 46(21):4674–4679, 2007.
- SAINT-SIMON : *Mémoires*. Bib. de la Pléiade.
- R. G. SELLAR et G. D. BOREMAN : Classification of imaging spectrometers for remote sensing applications. *Optical Engineering*, 44(1):1–3, 2005.
- R. G. SELLAR et J. B. RAFERT : Fourier-transform imaging spectrometer with a single toroidal optic. *Applied Optics*, 34(16):2931–2933, 1995.
- R. G. SELLAR et J. B. RAFERT : Limiting aspect ratios of Sagnac interferometers. *Optical Engineering*, 42(11):3320–3325, 2003.
- R. SHOGENJI, Y. KITAMURA, K. YAMADA, S. MIYATAKE et J TANIDA : Multispectral imaging using compact compound optics. *Optics Express*, 12(8):1643–1655, 2004.
- C. SIMIA, E. WINTER, M. WILLIAMS et D. DRISCOLL : Compact airborne spectral sensor (COMPASS). *In Proc. SPIE, vol. 4381, Algorithms for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery VII*, pages 129–136, 2001.
- A. SIMON, J. GAST et A. KEENS : Fourier spectrometer, 1994. Brevet US 5,309,217.
- N. SLOANE, T. FINE, P. PHILLIPS et M. HARWIT : Codes for multiplex spectrometry. *Applied Optics*, 8(10):2103–2106, 1969.
- N. SLOANE et M. HARWIT : Masks for Hadamard transform optics, and weighing designs. *Applied Optics*, 15(1):107–114, 1976.
- M. W. SMITH, J. L. SMITH, G. K. TORRINGTON, C. M. WHELBURG et J. C. WEHLBURG : Theoretical description and numerical simulations of a simplified Hadamard transform imaging spectrometer. *In Proc. SPIE, vol. 4816, Imaging Spectrometry VIII*, pages 372–380, 2002.
- M. SOH, T. NGUYEN, K. K. SILVA, R. WESTERHOUT, J. ANTOSZEWSKI, A. KEATING, N. SAVVIDES, C. MUSCA, J. DELL et L. FARAONE : Short-wavelength infrared tuneable filters on HgCdTe photoconductors. *Optics Express*, 13(24):9683–9694, 2005.
- T. M. SPUDICH, C. K. UTZ, J. M. KUNTZ, R. A. DEVERSE, R. M. HAMMAKER et D. L. MCCURDY : Potential for using a digital micromirror device as a signal multiplexer in visible spectroscopy. *Applied Spectroscopy*, 57(7):733–736, 2003.

- J. STAROMLYNSKA, S. M. REES et M. P. GILLYON : High-performance tunable filter. *Applied Optics*, 37(6):1081–1088, 1982.
- G. W. STROKE et A. T. FUNKHOUSER : Fourier-transform spectroscopy using holographic imaging without computing and with stationary interferometers. *Physics Letters*, 16(3): 272–274, 1965.
- J. STRONG et G. A. VANASSE : Lamellar grating far-infrared interferometer. *Journal of the Optical Society of America*, 50(2):113–118, 1960.
- R. D. SWIFT, R. B. WATTSON, J. A. DECKER JR, R. PAGANETTI et M. HARWIT : Hadamard transform imager and imaging spectrometer. *Applied Optics*, 15(6):1595–1609, 1976.
- K. TANIKAWA, T. OKAMURA, J. KUDO, H. WADA et H. SHIRAHATA : Six band multispectral sensor using off-axis three-mirror reflective optics. *Optical Engineering*, 39(10):2781–2788, 2000.
- W. E. TENNANT, W. J. GUNNING et J. M. ARIAS : Spectral imager and fabrication method, 2006. Brevet applicatif US 2006/0138313.
- J.M. THÉRIAULT, E. PUCKRIN, F. BOUFFARD et B. DÉRY : Passive remote monitoring of chemical vapors by differential Fourier-transform infrared radiometry : results at a range of 1.5 km. *Applied Optics*, 43(6):1425–1434, 2004.
- C. D. TRAN et G. C. HUANG : Characterization of the collinear beam acousto-optic tunable filter and its comparison with the noncollinear and the integrated acousto-optic tunable filter. *Optical Engineering*, 38(7):1143–1148, 1999.
- P. VERMANDE, C. BUIL et F. DELBRU : Interferometric spectro-imager system (ISIS). *In Proc. SPIE, vol 2585, Optical systems for space applications*, pages 117–124, 1987.
- P. L. VORA, M. L. HARVILLE, J. E. FARRELL, J. D. TIETZ et D. H. BRAINARD : Image capture : synthesis of sensor responses from multispectral images. *In Proc. SPIE, vol. 3018, Color Imaging : Device-Independent Color, Color Hard Copy, and Graphic Arts II*, pages 2–11, 1997.
- Y. WANG, S. RUSSELL et R. SHIMABUKURO : Surface plasmon tunable filter and spectrometer-on-a-chip. *In Proc. SPIE, vol. 3118, Imaging Spectrometry III*, pages 288–294, 1997.
- A. WUTTIG et R. RIESENBERG : Sensitive Hadamard transform imaging spectrometer with a simple MEMS. *In Proc. SPIE, vol. 4881, Sensors, Systems, and Next Generation Satellites VIII*, pages 167–178, 2002.
- Clair L. WYATT : Infrared spectrometer : liquid-helium-cooled rocketborne circular-variable filter. *Applied Optics*, 14(12):3086–3091, 1975.
- A. YARIV et P. YEH : *Optical waves in crystals*. John Wiley & Sons.
- C. ZHANG, B. XIANGLI, B. ZHAO et X. YUAN : A static polarization imaging spectrometer based on a Savart polariscope. *Optics Communications*, (203):21–26, 2002.
- J. ZHAO et R. L. MCCREERY : Multichannel FT-Raman spectroscopy : Noise analysis and performance assessment. *Applied Spectroscopy*, 51(11):1687–1697, 1997.

Table des matières

Introduction générale	1
I État de l'art	3
Introduction	5
1 Les instruments fonctionnant en mode <i>monopoint</i>	7
1.1 Spectromètres à monodétecteur	7
1.1.1 Filtres passe-bande	7
1.1.2 Spectromètres dispersifs à monodétecteur	7
1.1.3 Spectromètres par transformée de Fourier temporelle	8
1.1.4 Spectromètres à masque multiplexeur	11
1.1.5 Spectromètres à dispersion axiale	13
1.2 Spectromètres à barrette de détecteurs	14
1.2.1 Spectrographes par déviation chromatique des rayons	14
1.2.2 Filtre passe-bande	15
1.2.3 Spectrographes par transformée de Fourier statique	16
2 Les instruments à <i>champ linéaire défilant</i>	21
2.1 Éléments dispersifs à <i>champ linéaire défilant</i>	21
2.2 Interféromètres statiques à <i>champ linéaire défilant</i>	24
3 Les instruments à <i>trame pointée</i>	27
3.1 Instruments utilisant un spectromètre à une seule entrée	27
3.2 Instruments dérivés d'un spectromètre à monodétecteur	27
3.2.1 Spectro-imageurs à filtre accordable	28
3.2.2 Spectro-imageurs par transformée de Fourier temporelle non statiques	31
3.2.3 Spectro-imageurs à codage spatial du spectre	32
3.2.4 Spectro-imageurs à dispersion axiale	33
3.3 Instruments dérivés d'un spectromètre à barrette	34
3.3.1 Juxtaposition d'images monochromatiques	34
3.3.2 Juxtaposition de spectres individuels	34
3.3.3 Spectrographes à fente longue : disséqueurs d'image et matrices de fibres	34
3.3.4 Spectrotomographes	36
3.3.5 Spectro-imageurs d'Hadamard	39
3.4 Instruments utilisant des détecteurs spectralement discriminants	40

4	Les instruments à trame défilante	43
4.1	Spectro-imageurs à filtre en coin	43
4.2	Spectro-imageurs par transformée de Fourier statiques à grande étendue	44
4.3	Spectro-imageurs à codage du spectre par masque à trame défilante	45
5	Récapitulatif	47
6	Spectro-imageurs aéroportés opérationnels	51
6.1	Recensement de quelques spectro-imageurs aéroportés	51
6.2	Importance des instruments de type « élément dispersif » à <i>champ linéaire défilant</i> ou <i>monopoint</i> ; pourquoi	56
6.3	Comparaison critique des différentes techniques de spectro-imagerie aéroportée	59
	Conclusion	63
II	Étude d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue	65
	Introduction	67
1	Choix du concept instrumental	69
1.1	Contraintes instrumentales	69
1.1.1	Objectifs opérationnels	69
1.1.2	Ouverture de l'optique	70
1.1.3	Caractéristiques des détecteurs	70
1.1.4	Tableau récapitulatif	71
1.2	Bilan radiométrique pour une mesure directe avec un détecteur matriciel	73
1.2.1	Luminances de scène	73
1.2.2	Majoration du rapport signal à bruit pour une mesure directe	76
1.3	Choix du concept de spectro-imagerie par transformée de Fourier statique à grande étendue	80
1.3.1	Raisons de ce choix	80
1.3.2	Rappel du principe du spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue	81
1.3.3	Bilan radiométrique pour un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue	82
2	Choix de l'interféromètre	87
2.1	Préférence d'un interféromètre à franges d'égale inclinaison sur un interféromètre à franges d'égale épaisseur	87
2.1.1	Comparaison entre les interféromètres en coin d'air et ceux à décalage latéral	87
2.1.2	Interféromètres à décalage latéral	88
2.2	Interféromètre de Sagnac	90
2.2.1	Description de l'interféromètre	90
2.2.2	Encombrement	91
2.3	Interféromètre cyclique à quatre miroirs	94
2.4	Interféromètre de Michelson à dièdres	95

2.4.1	Description de l'interféromètre	95
2.4.2	Encombrement	97
2.5	Conclusion	99
3	Influence des aberrations	101
3.1	Expression générale de l'éclairement dans le plan du détecteur	101
3.1.1	Description du montage	101
3.1.2	Calcul de l'éclairement dans le plan de détection	104
3.2	Cas d'un objet uniforme	110
3.2.1	Éclairement du détecteur	110
3.2.2	Estimation du spectre de l'objet uniforme lorsque le diaphragme d'ouverture est situé en aval de l'interféromètre	111
3.3	Cas d'un système amont parfait et d'un système aval sans aberrations de champ	112
	Conclusion	117
III	Réalisation et mise en œuvre d'un spectro-imageur à transformée de Fourier statique à grande étendue	119
	Introduction	121
1	Description des composants du spectro-imageur	123
1.1	Caméra	123
1.2	Objectif	123
1.3	Interféromètre	128
1.4	Mécanique	129
1.4.1	Accrochage du spectro-imageur au fourreau de <i>Timbre-Poste</i>	130
1.4.2	Assemblage de l'interféromètre	130
2	Acquisition d'images aéroportées	133
2.1	Introduction	133
2.2	Réglage des paramètres instrumentaux	134
2.2.1	Taille des images et fréquence trame	134
2.2.2	Pas des franges	134
2.2.3	Réglage du gain et du temps d'intégration de la caméra	135
2.3	Mesure des différences de marche	135
2.4	Acquisition des images en vol	135
2.4.1	Zones survolées	135
2.4.2	Imperfections de mesure	142
3	Traitements des images aéroportées : obtention d'images résolues spectralement	145
3.1	Recalage des images	145
3.1.1	Principe de la méthode	145
3.1.2	Estimation des translations	147
3.1.3	Estimation des paramètres globaux du mouvement des images : superposition des images d'une séquence	150
3.2	Passage des interférogrammes aux spectres. Images hyperspectrales.	151

3.3	Résultats expérimentaux	155
3.3.1	Passe 12_12_24_26 (partie 1)	156
3.3.2	Passe 12_12_24_26 (partie 2)	159
3.3.3	Passe 13_09_48_10	162
3.3.4	Passe 13_10_47_03 ; discussion sur l'effet des variations d'élévation	164
Conclusion		169
Conclusion générale		171
Annexes		175
A	Avantage multiplex	175
A.1	Expression du bruit après une mesure multiplexée	175
A.2	Mesure par transformée de Fourier	176
A.2.1	Expression des matrices M et M^{-1}	176
A.2.2	Bruit sur le spectre estimé	177
A.2.3	Illustrations numériques	179
A.3	Mesure par transformée d'Hadamard	180
A.3.1	Expression des matrices M et M^{-1}	180
A.3.2	Bruit sur le spectre estimé	182
A.4	Mesure par suppression d'un élément spectral	182
A.4.1	Expression des matrices M et M^{-1}	182
A.4.2	Bruit sur le spectre estimé	183
A.5	Comparaison des différentes méthodes de multiplexage	183
B	Description plus détaillée de certains spectro-imageurs aéroportés	187
AAHIS	188
AHI	189
AIRIS	190
AIRIS	191
AIRS	192
AISA	193
APEX	194
ARES	195
AVIRIS	196
C2VIFIS	198
CASI	199
CHRIS	200
COMPASS	201
CRISM	202
DOHIS	203
EnMAP	204
FTHSI	205
HERO	206
HYDICE	207
HyLITE	208
Hyperion	209

HySpex	210
IASI	211
LAC	212
LWHIS	213
M3	214
MODIS	215
OMI	216
OMIS	218
PHILLS	219
PHIRST	220
SARIS	221
SASI	222
SEBASS	223
SI5000	224
SMIFTS	225
TASI	226
TRWIS	227
VIRTISM	228
WFIS	230
WIS	231
C Détails du calcul de la FTM	233
D Publications	235
Bibliographie	245
Table des matières	253

Résumé : La spectro-imagerie consiste à acquérir l'image d'une scène dans un grand nombre de bandes spectrales en parallèle. Comme la taille des détecteurs actuels ne permet pas l'acquisition simultanée de toute l'information, la plupart des dispositifs comportent un système de balayage, qu'il soit spectral ou spatial. Malheureusement, ce balayage conduit souvent à n'utiliser qu'une faible portion de la lumière disponible. Or, dans l'infrarouge moyen ($3 \mu m$ - $5 \mu m$) et lointain ($8 \mu m$ - $12 \mu m$), le bruit propre des détecteurs est trop élevé pour permettre un tel gaspillage du flux. Un spectro-imageur par transformée de Fourier statique à grande étendue, constitué de l'association d'un système d'imagerie bi-dimensionnelle et d'un interféromètre à deux ondes, est une réponse à ce problème, et se trouve de surcroît bien adapté à l'imagerie aéroportée. C'est un tel système que nous avons étudié, du point de vue des performances radiométriques, de l'encombrement, et des aberrations. Nous avons ensuite réalisé un instrument visible afin de valider expérimentalement le concept optique, ce qui a été fait lors d'une campagne de mesures aéroportées.

Abstract : *In spectral imaging, a scene is imaged in parallel in a large number of spectral bands. Since the current size of focal planes does not allow to acquire the full information simultaneously, most existing instruments involve scanning either in the spectral or in the spatial domain. Unfortunately, this leads to wasting most of the available light. In the mid-wave or longwave infrared ($3 \mu m$ - $5 \mu m$ and $8 \mu m$ - $12 \mu m$), the detector noise is too significant to suffer this waste of light. A high étendue imaging static Fourier-transform spectrometer, consisting of a two-dimensional imaging system and a two-waves interferometer, is a solution to this issue, and is furthermore well suited to airborne imagery. We studied such a system, focusing on its radiometric performances, its size, and the impact of optical aberrations. We then built up an instrument in the visible range, in order to demonstrate the optical concept, which was done during an airborne campaign.*