



HAL
open science

**Développement et étude de la réponse instrumentale
d'un imageur hyperspectral large bande
(UV-Visible-NIR) permettant la caractérisation
physico-chimique de contaminants sur surfaces sensibles
d'engins orbitaux**

Emmanuel Gouisset

► **To cite this version:**

Emmanuel Gouisset. Développement et étude de la réponse instrumentale d'un imageur hyperspectral large bande (UV-Visible-NIR) permettant la caractérisation physico-chimique de contaminants sur surfaces sensibles d'engins orbitaux. Autre [cond-mat.other]. Sorbonne Université, 2022. Français. NNT : 2022SORUS139 . tel-03774106

HAL Id: tel-03774106

<https://theses.hal.science/tel-03774106v1>

Submitted on 9 Sep 2022

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.

Sorbonne Université

Ecole doctorale 397 : Physique et chimie des matériaux

Laboratoire d'Archéologie Moléculaire et Structurale (LAMS)

et

Intraspec Technologies

**Développement et étude de la réponse instrumentale d'un imageur
hyperspectral large bande (UV-Visible-NIR) permettant la caractérisation
physico-chimique de contaminants sur surfaces sensibles d'engins orbitaux**

Par Emmanuel Gouisset

Thèse de doctorat de Physico-chimie

Dirigée par Philippe Walter et Fulvio Infante

Présentée et soutenue publiquement le 29 juin 2022

Devant un jury composé de :

Philippe Walter Directeur de recherche, CNRS/LAMS	Directeur de thèse
Maguy Jaber Professeure, Sorbonne Université/LAMS	Présidente du jury
Carole Bresson Docteur HDR, CEA/LANIE	Rapporteur
Philippe Perdu Docteur HDR, Ancien expert senior CNES	Rapporteur
Fulvio Infante Docteur, Président d'Intraspec Technologies	Membre invité
Frédéric Bourcier Ingénieur, CNES	Membre invité
Guillaume Rioland Ingénieur docteur, CNES	Membre invité

REMERCIEMENTS

Nous y voilà, les fameux remerciements de thèse. Ma sœur souhaitait apparaître en premier, mais j'ai dû lui expliquer que les mœurs/usages avaient d'autres exigences... (d'un côté, tu arrives en première ligne !)

Si les chapitres de ma thèse s'inscrivent dans une suite chronologique on ne peut plus banale et logique, les remerciements en revanche font un pied de nez à tous les autres grands titres. Ils sont écrits en dernier et viennent se glisser ensuite en début de manuscrit. Ce n'est pas très intègre, mais cela a le mérite d'être amusant et surtout d'avertir le lecteur (curieux ou obligé) qu'un manuscrit, aussi scientifique soit-il, est avant tout une aventure humaine avec ses hauts et ses bas.

Une courbe de spectre de fluorescence, bien qu'extrêmement difficile à interpréter, a au moins le mérite d'alimenter cette métaphore : il y a des pics ici et là, avec des pentes différentes, des modulations et parfois des plats, finalement, un peu comme mes émotions durant ces trois ans de travaux. Et là, à cet instant, j'écris les remerciements, donc je suis sur un sommet de pic !

Je tiens donc tout d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse. Merci à Maguy Jaber d'avoir présidé le jury. A Carole Bresson et Philippe Perdu d'avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse. A Philippe Walter, directeur de cette thèse. Merci à toi Fulvio Infante, co-directeur et président d'Intraspec, pour m'avoir donné la chance de me lancer dans cette aventure. Mais aussi et surtout à Frédéric Bourcier, ainsi qu'à Guillaume Rioland (ne vous inquiétez pas, je développe juste après).

Un immense merci donc à Frédéric Bourcier, ingénieur au CNES, d'abord inventeur de l'instrument hyperspectral, puis mon maître de stage, ensuite collègue et enfin encadrant d'une partie de mes travaux de thèse (certains ne sont que des titres officiels, mais pour moi ils représentent beaucoup). Tu m'as permis, il y a maintenant 5 ans, de travailler sur ce sujet passionnant. Qui aurait cru que j'aurais eu la chance de travailler dans tant de domaines différents, entre l'optique, la mécanique, la physico-chimie des matériaux, et j'en passe. Tu m'as simplement fait découvrir le domaine de l'instrumentation. Pour tout cela je te suis reconnaissant.

J'adresse le remerciement suivant à Guillaume Rioland, ingénieur docteur au CNES, tu m'as accompagné sur la dernière ligne droite de mon manuscrit et m'a aidé à me positionner un peu plus sereinement sur mon rôle de doctorant, heureusement que tu étais là ! Mais aussi pour ta bonne humeur et ton amitié !

Je remercie toute l'équipe du service DTN/QE/LE du CNES, d'Elemca, de Thales et celle d'Intraspec Technologies. Notamment M. Francis Presseccq et ensuite M. Olivier Puig, (ex-)chef de service du service DTN/QE/Laboratoire d'Expertise. Mais aussi : à Jérôme Di Battista d'Intraspec, tes qualités de « docteur soudeur j'm'en foutiste » m'ont simplifié la vie, et rappelle-toi, on ne manip' pas dans les bureaux ; à François Jamin, ingénieur chez Thalès, pour les amabilités de couloirs ; à Guillaume Thin et Nicolas Courjault d'Intraspec, mes compagnons de bureau, pour être si différents (vous écouter débattre, c'est passionnant) ; à Anne-Claire Craplet d'Intraspec, pour ta relecture ; à Quentin Trecul pour la qualité de ton travail, tu m'as énormément aidé durant ton stage (pour un premier stagiaire, je crois que j'ai eu beaucoup de chance !), j'espère sincèrement que tu trouveras un chouette futur à Rennes. Et enfin à toutes les autres personnes que je n'ai pas citées ! Nous sommes beaucoup au laboratoire, mais je crois que j'ai au moins rigolé une fois avec chacun d'entre vous !

Je remercie toute l'équipe du LAMS, doctorants comme permanents que j'ai pu croiser durant mes quelques séjours à Paris. Merci à toi Clarisse Chavanne, pour les nouvelles en général de ce qu'il se passait chez vous !

Cette thèse, multi-disciplinaire, m'a permis de travailler avec différents corps de métier. Je remercie Laure Oudda, ingénieure opticienne au CNES pour son expertise sur les miroirs de l'instrument. Merci

à notre collaboratrice de DEFI12, Diana Plesea pour son travail de conception sur la version de l'instrument du CNES, puis Mathieu Dupeyroux de MILMECA pour la conception de la dernière version pour le LAMS, ton alternant Loïc Bernard et toi-même avez réalisé un superbe travail.

Mais aussi à toutes les personnes qui ont travaillé de près ou de loin sur le sujet, Piero Spezzigu d'Intraspac, les (ex-)agents CNES Daniel Buso, Romain Petre-Bordenave, Jean-Michel Desmarres, ainsi que les stagiaires CNES : Martin, Tom, Rodolphe, Léon (rassure-toi, ta sphère intégrante est toujours au labo 029, intouchée).

Mes derniers remerciements vont à toute ma famille, ma belle famille et mes amis. Merci à mes parents, Yves et Jeanne pour votre soutien. Les motivations de réaliser cette thèse ont été multiples, mais je crois, mère, que tu es en partie un peu responsable. En revanche, je dois t'avouer que je suis soulagé qu'il n'y ait plus de diplôme après le doctorat... Merci à ma sœur Magali (dis-toi qu'on cite les meilleur-e-s en derniers) et mon frère Raphaël, nos parcours sont si différents mais tellement riches ! Merci à toi tonton Denis, tes petites maquettes Arianespace sur mon bureau ont participé à ma motivation de travailler dans le domaine du spatial ! Et enfin à ma grand-mère, Claudine, pour ton soutien et ton intégrité mais aussi tes mots et ton regard bienveillant.

J'ai gardé, sur le bout de la langue, la meilleure pour la fin. Je te remercie Morgane, tu as été le carburant de ces deux dernières années de doctorat, tu m'as accompagné, aidé, soutenu, corrigé. Tu as eu confiance en moi, quand moi-même je doutais de mes capacités. J'espère que tu te pliras à Toulouse !

Il manque sûrement beaucoup de monde à remercier, et je vous invite donc à vous inscrire sur la liste suivante :

-
-
-
-

...

On m'a fait comprendre que je devais être fier du travail accompli sur ces instruments, en réalité, que nous avons tous accompli. Il reste encore beaucoup de chemin, mais c'est rassurant, cela veut dire que l'aventure continuera, à son rythme...

TABLE DES MATIERES

Remerciements	3
Table des matières	6
Liste des abréviations.....	11
Introduction	13
CHAPITRE 1. Généralités.....	18
1.1 La contamination.....	18
1.1.1 Le dégazage.....	18
1.1.2 Les contaminants typiques	19
1.1.3 Contamination et principaux effets	20
1.2 La fluorescence	22
1.2.1 Les phénomènes de luminescence.....	22
1.2.2 Le principe de fluorescence.....	24
1.2.3 Transitions radiatives et non-radiatives entre états électroniques	24
1.2.4 Grandeurs caractéristiques de la fluorescence.....	25
1.2.5 Spectres liés à la fluorescence	27
1.2.6 Processus responsable de l'inhibition de fluorescence.....	29
1.3 La spectroscopie UV-Vis-NIR.....	30
1.3.1 Principe de la spectroscopie UV-Vis-NIR	30
1.3.2 La spectroscopie de fluorescence	31
1.3.3 Instrumentation	32
1.3.4 Spectroscopie UV-Vis-NIR pour l'analyse de contaminants d'engins orbitaux	33
1.4 L'imagerie hyperspectrale.....	34
1.4.1 Définition d'image hyperspectrale	34
1.4.2 Enjeux de l'imagerie hyperspectrale	35
1.4.3 Technique d'acquisition en imagerie hyperspectrale	36
1.4.4 Domaines d'application.....	38
CHAPITRE 2. Développement technique de l'instrument	42
2.1 Présentation de l'instrument hyperspectral	42
2.1.1 Description de la combinaison optique du spectromètre.....	42
2.1.2 Caméra de visualisation	49
2.2 Support opto-mécanique	50
2.2.1 Auto-centrage par joint torique	50

2.2.2	Miroirs collés	51
2.3	Défauts et contraintes sur miroir	52
2.3.1	Miroir plan de scan M0	55
2.3.2	Miroir plan à fente M1	57
2.3.3	Miroir plan percé M4	59
2.3.4	Miroirs parabolique collimateur M3 et sphérique focalisateur M5	60
2.4	Alignement par bloc	60
2.4.1	Notion de MIP et MAP	60
2.4.2	Plan optique.....	61
2.4.3	Réglages des blocs	62
2.5	Procédure d'alignement.....	73
2.5.1	Matérialiser l'axe optique.....	73
2.5.2	Installer M2 colinéaire à l'axe optique.....	74
2.5.3	Installer M0	75
2.5.4	Installer le prime à son minimum de déviation	75
2.5.5	Installer le miroir M5	77
2.5.6	Ajuster le focus de M3	77
2.5.7	Alignement du bloc 5 pour la visualisation	79
2.6	Lumière parasite.....	79
2.6.1	Lumière directe traversant la fente	79
2.6.2	Lumière passant par le trou du miroir M4.....	81
2.7	Conclusion	82
CHAPITRE 3. Performance et evolution.....		84
3.1	Performance	84
3.1.1	Bilan de liaison.....	84
3.1.2	Miroir M1	87
3.2	Traitement du signal.....	92
3.2.1	Correction géométrique.....	92
3.2.2	Correction radiométrique	97
3.3	Evolution de l'instrument et perspectives	103
3.3.1	Seconde version de l'instrument pour l'archéologie	103
3.3.2	Gamme de longueur d'onde de travail de l'instrument	105
3.3.3	Utilisation de la technologie CMOS.....	106
3.3.4	Instrument actif	110
CHAPITRE 4. Applications		116
4.1	Matériaux étudiés	116
4.1.1	Polymérisation des résines époxydes	117
4.2	Dépôt et analyse de contaminants sur substrats de silice fondue	119

4.2.1	Substrat.....	119
4.2.2	Dégazage.....	126
4.2.3	Analyse du dépôt.....	130
4.2.4	Conclusion de l'étude en transmission.....	135
4.3	Mesures de fluorescence des dépôts de contaminants.....	136
4.3.1	Mesure à l'aide du banc de spectrométrie.....	136
4.3.2	Comparaison des dépôts de contaminants issus des matériaux EC2216 et EC9323.....	138
4.3.3	Conclusion de l'étude de fluorescence.....	138
4.4	Mesure à l'aide de l'instrument d'imagerie hyperspectrale.....	139
4.4.1	Moyen d'essais.....	139
4.4.2	Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC2216.....	141
4.4.3	Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC9323.....	144
4.4.4	Azurant.....	147
4.5	Comparaison spectromètre et imageur hyperspectral.....	148
4.5.1	Comparaison des spectres.....	148
4.5.2	Discussion.....	150
Conclusion.....		153
Bibliographie.....		157
ANNEXE A. Notions d'optique générale.....		165
A.1	Etat de surface d'une optique.....	165
A.1.1	Qualité de surface.....	165
A.1.2	Planéité de surface.....	166
A.1.3	Finition de surface.....	166
A.1.4	Front d'onde.....	166
A.2	Aberrations optiques.....	167
A.2.1	Aberration chromatique.....	167
A.2.2	Aberration d'astigmatisme.....	167
A.2.3	Aberration sphérique.....	168
ANNEXE B. Caractéristiques des optiques.....		169
B.1	Courbes de réflectivité et de transmittance.....	169
B.1.1	Miroir M1.....	169
B.1.2	Miroirs M0, M2 et M5.....	170
B.1.3	Miroir M3.....	171
B.1.4	Prisme.....	171
B.1.5	Miroir M4.....	172

B.2	Spécifications du capteur CCD	173
B.3	Mesures des états de surface des miroirs par interféromètre Zygo.....	175
B.3.1	Mesures de l'état de surface du miroir plan de scan M0	175
B.3.2	Mesures de l'état de surface du miroir plan à fente M1	177
B.3.3	Mesures de l'état de surface du miroir parabolique collimateur M3.....	180
B.3.4	Mesures de l'état de surface du miroir sphérique focalisateur M5.....	181
ANNEXE C.	Programme d'acquisition	183
C.1	Paramétrage d'acquisition	183
C.2	Utilisation en mode spectromètre.....	184
C.3	Analyse de la mesure.....	185
C.4	Correction géométrique : smile	186
C.5	Correction géométrique : correspondance pixel/lambda	187
C.6	Visualisation des corrections.....	188
ANNEXE D.	Optiques	189
D.1	Spécifications du miroir M1 demandées au fournisseur Optique Fichou.....	189
ANNEXE E.	Résultats TD-GC-MS	191
E.1	Dépôt EC2216.....	191
E.2	Dépôt EC9323.....	192

LISTE DES ABREVIATIONS

AIT : Assemblage Intégration et Test
CAO : Conception Assisté par Ordinateur
CCD : Dispositif à transfert de charges (Charge Couple Device)
CNES : Centre National d'Etudes Spatiales
CVCM : Masse de contaminant collectée (Collected Volatile Condensable Material)
DTN/QE/LE : Direction Technique et Numérique / Qualité et Expertise / Laboratoire d'expertise
EDX : Energie dispersive de rayons X (Energy-Dispersive X-ray spectroscopy)
FIR : Infrarouge lointain (Far-Infrared)
FTIR : Spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (Fourier Transform Infrared Spectroscopy)
IC : Conversion interne (Internal Conversion)
ISC : Croisement intersystème (Intersystem Crossing)
LAMS : Laboratoire d'Archéologie Moléculaire et Structurale
LSB : Bit le moins significatif (Least Significant Bit)
MAP : MAintien en Position
MIP : MIse en Position
MIR : Infrarouge moyen (Mid-Infrared)
MLI : Isolation multicouche (Multi-Layer Isolation)
NIR : Proche infrarouge (Near Infrared)
QTH : Quartz Tungstène Halogène (Quartz Tungsten Halogen)
ROI : Région d'intérêt (Region Of Interest)
SEM : Microscopie électronique à balayage (Scanning Electron Microscopy)
TD-GC-MS : Thermodésorption couplés chromatographie gazeuse et spectroscopie de masse (Thermal-Desorption Gas-Chromatograph Mass-Spectrometry)
TML : Perte de masse totale (Total Mass Lost)
UV : Ultraviolet
Vis : Visible
XRF : Spectroscopie de fluorescence des rayons X (X-Ray Fluorescence spectroscopy)

INTRODUCTION

Les engins orbitaux sont des systèmes complexes correspondant à des assemblages de matériaux inorganiques comme des éléments structurants, des composants électroniques, des optiques ou des isolants multicouche (MLI pour *Multi-Layer Insulation*), et de matériaux organiques comme des colles, des vernis et des isolants ou hybrides organique et inorganique comme les peintures. Or, leur développement et leur intégration peuvent impliquer, dans diverses situations, des contaminations non contrôlées sur les surfaces sensibles de l'engin en question. Qu'ils s'agissent d'une suite d'assemblages ne respectant pas les processus établis en amont ou de cycles thermiques de divers sous-systèmes pour valider l'intégration, les causes des contaminations peuvent être multiples. Si elles ne sont pas correctement traitées, celles-ci peuvent amener à une dégradation des performances, voire à l'endommagement de certains systèmes de l'engin orbital lorsqu'il réalise sa mission. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce manuscrit de thèse.

Il existe trois grandes sources de contaminations qui peuvent être présentes à différentes étapes du processus de développement et d'intégration d'un engin orbital. La première, la contamination moléculaire, est issue du dégazage de certains matériaux organiques et se traduit par des dépôts en films de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres où, dans certains cas extrêmes, elle peut mener à la formation de gouttelettes. Lorsque cette contamination se trouve sur un trajet optique, elle peut gravement affecter le bilan radiométrique des capteurs, qui peuvent être des dispositifs à transfert de charges (CCD pour *Charge Couple Device*) ou encore des radiomètres. La seconde source de contamination est la contamination particulaire inhérente au matériau (provenant du processus de fabrication et de la manipulation de celui-ci) ou non-inhérente au matériau (retombée de poussière tout au long de la phase d'assemblage par exemple). Elle se manifeste sous forme de particules qui peuvent obstruer le chemin de la lumière entre la source et les pixels des capteurs. Ces défauts peuvent être compensés par des équipes au sol qui corrigent la réponse du capteur en fonction de ces particules. Si la particule est mobile, à cause par exemple d'une vibration mécanique ou d'une force électrostatique, la correction appliquée serait alors non seulement obsolète, mais pourrait en plus déformer une mesure qui n'a plus besoin d'être corrigée. Pour finir, la dernière source de contamination est biologique et ne sera pas abordée dans cette thèse.

Nous nous intéresserons ici particulièrement à la contamination moléculaire issue de cycles en vide thermique. En effet, les équipes de développement et d'intégration d'engins orbitaux sont amenées à tester et stresser différents assemblages organiques et inorganiques dans des conditions dites réelles, par exemple par le biais de cyclages de composants dans des conditions d'utilisation en orbite. Ces cycles consistent à simuler l'environnement spatial dans lequel un engin orbital va évoluer. Cycliser le système sous vide thermique implique un stress élevé aux matériaux organiques, qui sont alors susceptibles de se dégrader sous des gradients de température et des différentiels de pression importants. Il en résulte

que les matériaux organiques, en se dégradant, dégazent et éjectent des molécules issues du matériau lui-même ou de produits de synthèse qui n'avaient pas tous été éliminés. Or les molécules ainsi dégazées sont susceptibles de venir se déposer sur des surfaces sensibles de l'engin orbital, former un dépôt de film moléculaire sur des optiques ou encore créer des connexions électriques non souhaitées sur des ensembles électroniques. Ces cyclages permettent donc de valider la conception ainsi que l'intégration au fur et à mesure du développement et de l'assemblage des engins orbitaux. Cependant, les analyses nécessaires après chacune de ces étapes impliquent une instrumentation scientifique souvent lourde, non portable et potentiellement invasive ou destructive.

Les méthodes disponibles pour les personnes en charge du contrôle de la contamination sont variées et complémentaires. Le laboratoire d'expertise du CNES est équipé de microscopes optiques, d'un spectroscope infrarouge à transformée de Fourier (FTIR pour *Fourier Transform Infrared Spectroscopy*), d'un système de thermodésorption couplé chromatographie gazeuse et spectrométrie de masse (TD-GC-MS pour *Thermal Desorption Gas Chromatograph Mass Spectrometry*), d'un spectromètre de fluorescence des rayons X (XRF pour *X-Ray Fluorescence*), d'un microscope électronique à balayage (SEM pour *Scanning Electron Microscopy*), équipé de détecteurs d'énergie dispersive de rayons X (EDX pour *Energy-Dispersive X-ray spectroscopy*) et de cathodoluminescence. Il est à noter que toutes ces méthodes présentent un point commun : la nécessité de prélever un échantillon. Cela implique donc de rentrer en contact avec la surface sensible de l'engin orbital et donc le risque d'altérer la nature physico-chimique du contaminant ou d'apporter une nouvelle source de contamination.

Actuellement, l'unique méthode (non quantitative cependant) présente en salle d'assemblage, d'intégration et test (AIT) qui permette de mettre en évidence une éventuelle contamination moléculaire ou particulaire est l'exposition de cette contamination sous lampe UV. La contamination étant susceptible de fluorescer, elle peut être détectée par l'œil humain (pour un intervalle de longueur d'onde 400-800 nm) lorsqu'elle est soumise à un rayonnement UV. Cette méthode n'est actuellement qu'une aide à la décision pour autoriser des analyses plus complètes (donc des prélèvements) ou de valider une étape du processus d'intégration de l'engin orbital.

L'impossibilité de réaliser des mesures pour une analyse physico-chimique in-situ de la contamination est donc un réel frein pour les équipes d'expertise et de qualité durant la phase d'intégration de l'engin orbital. Le peu d'outils scientifiques d'aide à la décision pour valider l'aptitude d'un système à voler justifie le besoin de développer un appareil transportable capable d'imager et mesurer les caractéristiques physico-chimiques des contaminants là où il est assemblé. Cet instrument à terme doit être capable de localiser et de reconnaître la signature des matériaux de chaque contaminant sur une large bande spectrale, et ainsi accélérer les étapes d'intégration.

Pour cela, le laboratoire d'expertise assurance qualité du CNES (DTN/QE/LE) a développé en collaboration avec le laboratoire d'archéologie moléculaire structurale (LAMS) et Intraspec Technologies, un instrument d'imagerie hyperspectrale pour la détection de la fluorescence des contaminants sur une large bande ultraviolet – visible – proche infrarouge (UV-Vis-NIR pour *UltraViolet – Visible - Near InfraRed*). Cette méthode de caractérisation physico-chimique de matériaux organiques analyse la fluorescence des matériaux sous excitation photonique et est l'objet de la thèse décrite dans ce manuscrit.

Ce dernier est organisé comme suit :

- i. Un premier chapitre (voir CHAPITRE 1 page 18) présente les différentes bases permettant la bonne compréhension des chapitres suivants. Nous commençons par la définition de la contamination dans le milieu du spatial. Nous présentons ensuite le phénomène de fluorescence, les grands principes de la spectroscopie (UV-Vis-NIR), puis ceux de l'imagerie hyperspectrale.
- ii. Un second chapitre (voir CHAPITRE 2 page 42) se concentre sur le développement de l'instrument d'imagerie hyperspectrale. Une première section se concentre sur quelques notions d'optique nécessaires à la bonne compréhension des problèmes rencontrés lors du développement. Ensuite nous présentons dans son intégralité le système et ses sous-systèmes associés. Nous détaillons les solutions de montage pour assurer l'alignement des optiques mais aussi leur maintien dans le temps. Nous décrivons également les mesures de front d'onde qui ont permis de nous assurer que les solutions mécaniques adoptées ne contraignent pas les optiques de l'instrument en dehors des limites de tolérance acceptables.
- iii. Un troisième chapitre (voir CHAPITRE 3 page 84) porte sur les performances de l'instrument et les perspectives d'évolution de ce dernier. Nous commençons par faire un état des lieux des performances théoriques de l'instrument en présentant les résultats ZEMAX calculés par M. Frédéric Bourcier lors de la conception optique. S'ensuit une étude sur la non-recevabilité du miroir principal de l'instrument qui nous a contraint d'aménager un planning pour une nouvelle livraison avec le constructeur. Nous décrivons ensuite les corrections géométriques et radiométriques nécessaires pour le traitement du signal brut acquis par l'instrument. Nous terminons ce chapitre par les perspectives d'évolution du système.
- iv. Un quatrième chapitre (voir CHAPITRE 4 page 116) présente le potentiel d'utilisation de l'instrument dans le domaine de la contamination spatiale. Nous avons notamment effectué des mesures de fluorescence de contaminants de surfaces sensibles d'engins orbitaux. Nous expliquons ainsi les motivations sur le choix des matériaux à dégazer et à analyser ainsi que les substrats accueillant les produits de dégazage. Nous décrivons le plan d'expérience et la méthodologie appliquée pour ces expériences pour ensuite présenter les résultats obtenus par

l'instrument hyperspectral et les comparer avec d'autres méthodes (TD-GC-MS, spectroscopie de fluorescence).

- v. Une conclusion (voir page 153) termine cette thèse en discutant les résultats obtenus avec l'instrument hyperspectral. Son potentiel d'utilisation en tant qu'instrument scientifique pour la mesure et l'analyse physico-chimique en fluorescence, mais aussi en réflexion et transmission dans le milieu de l'expertise qualité pour le spatial, l'archéologie ou encore le nucléaire, sera également discuté. Pour finir, les perspectives de ce projet sont proposées.

Généralités

1.1	La contamination.....	18
1.1.1	Le dégazage.....	18
1.1.2	Les contaminants typiques	19
1.1.3	Contamination et principaux effets	20
1.2	La fluorescence	22
1.2.1	Les phénomènes de luminescence.....	22
1.2.2	Le principe de fluorescence.....	24
1.2.3	Transitions radiatives et non-radiatives entre états électroniques	24
1.2.4	Grandeurs caractéristiques de la fluorescence.....	25
1.2.5	Spectres liés à la fluorescence	27
1.2.6	Processus responsable de l'inhibition de fluorescence.....	29
1.3	La spectroscopie UV-Vis-NIR	30
1.3.1	Principe de la spectroscopie UV-Vis-NIR	30
1.3.2	La spectroscopie de fluorescence	31
1.3.3	Instrumentation	32
1.3.4	Spectroscopie UV-Vis-NIR pour l'analyse de contaminants d'engins orbitaux	33
1.4	L'imagerie hyperspectrale.....	34
1.4.1	Définition d'image hyperspectrale	34
1.4.2	Enjeux de l'imagerie hyperspectrale	35
1.4.3	Technique d'acquisition en imagerie hyperspectrale	36
1.4.4	Domaines d'application.....	38

CHAPITRE 1. GENERALITES

Les généralités abordées dans ce chapitre permettent aux lecteurs de s'approprier le sujet de cette thèse, qui implique différents métiers et domaines de compétence. En effet, le développement d'un instrument scientifique pour un domaine d'application spécifique nécessite d'entendre le besoin du corps de métier pour lequel l'instrument est développé. Les conséquences de la contamination (1.1) sont un problème majeur dans la vie d'un engin orbital. La bonne compréhension de la cause de ces phénomènes est donc nécessaire pour savoir ce que l'on souhaite mesurer. La fluorescence des matériaux organiques peut répondre à cette problématique. Nous décrivons donc le phénomène de fluorescence (1.2). Une fois que l'on a compris quelle était la donnée d'entrée, il faut définir les outils qui nous permettront de l'acquérir. La spectroscopie couplée à l'imagerie est un moyen pertinent de répondre à nos besoins. Cette méthode existe depuis maintenant une trentaine d'années [1], mais les travaux proposés dans ce manuscrit présentent une solution innovante d'imagerie hyperspectrale large bande grâce à un montage exclusivement catoptrique. Nous ferons donc un état des lieux des possibilités de la spectroscopie UV-Vis-NIR pour l'analyse physico-chimique (1.3) couplée à l'imagerie hyperspectrale (1.4).

1.1 La contamination

1.1.1 Le dégazage

Tous les matériaux soumis au vide dégazent [2], c'est-à-dire libèrent progressivement des espèces gazeuses, généralement de faible poids moléculaire, en faisant appel aux mécanismes suivant :

- Sublimation ou évaporation
- Désorption superficielle des molécules physisorbées et chimisorbées
- Diffusion
- Décomposition

Dans la grande majorité des cas, la désorption de surface est prépondérante durant les premières heures de mise sous vide. Puis, peu à peu, le dégazage est régi par la diffusion.

Pendant le phénomène de dégazage, différentes réactions sont mises en jeu. Il peut s'agir de coupures de chaînes polymériques, de réactions chimiques induites ou encore d'émissions de résidus volatils dues par exemple à un mélange non uniforme ou non stœchiométrique entre des catalyseurs et une résine. Le dégazage induit alors une perte de masse qui est susceptible d'altérer la stabilité des matériaux et leurs caractéristiques intrinsèques mécaniques, thermiques, électriques ou optiques.

1.1.2 Les contaminants typiques

Les surfaces d'engins spatiaux sont rarement contaminées par un produit unique mais plutôt par une accumulation de produits provenant de sources multiples. Les contaminants peuvent se trouver sous les trois formes physiques : gaz, liquide ou solide.

1.1.2.1 Source de contamination moléculaire

Les produits de dégazage des matériaux organiques constituent la source majeure de contamination moléculaire. La présence de ces produits crée une sorte d'atmosphère raréfiée locale susceptible de se condenser sur une surface.

Ces espèces contaminantes peuvent être initialement présentes dans les matériaux eux-mêmes (eau, solvants, additifs, monomères n'ayant pas réagi) ou provenir des matériaux de stockage et des installations de test.

Dans la première phase de vie d'un système, durant son assemblage, une contamination peut survenir lors de l'intégration. En effet, bien que les conditions en salle blanche soient contrôlées, une pollution chimique lors des manipulations ou la variation, même minime, des paramètres extérieurs, comme la présence de certaines molécules dans l'air, peuvent induire la décomposition des matériaux de ce système.

Lors de la mission, d'autres espèces contaminantes peuvent aussi résulter de la décomposition des matériaux exposés à divers environnements : thermique, rayonnement électromagnétique et/ou corpusculaire, oxygène atomique, impact de météorites et débris, décharge et arc électriques.

Les jets de moteurs utilisés pour la propulsion ou dans les systèmes de contrôle d'altitude et de vitesse, ainsi que les gaz générés par les dispositifs pyrotechniques et les mécanismes de déploiement de structure, représentent une nouvelle source de contamination extérieure au système. Cette dernière source est difficile à contrôler.

Enfin, il peut exister des phénomènes de dépôt éphémère qui ne se stabilise pas sur la surface. Ils deviennent alors une nouvelle source de contamination. Par exemple, une molécule issue d'un phénomène de dégazage qui ne se condense pas ou si son temps de résidence sur la surface est trop faible, est susceptible de se condenser sur une autre surface loin de la source de dégazage. Il est alors difficile de simuler ce phénomène qui est donc complexe à anticiper.

1.1.2.2 Source de contamination particulaire

Les sources de contamination particulaire peuvent être séparées en deux catégories : inhérente au matériau et non-inhérente au matériau. Pour illustrer ce propos, voici une liste d'exemples de sources de contamination particulaire pour chacune de ces deux catégories [2] :

– Inhérente au matériau :

- Particules provenant des processus de fabrication et de manipulation de matériaux fragiles comme certaines peintures,
- Produits de corrosion,
- Paillettes d'écaillage suite à des cyclages thermiques,
- Produits de dégradation des liants attaqués par l'oxygène atomique de la haute atmosphère ou transformés par les UV,
- Formation de particules due à l'oxydation par l'oxygène atomique,

– Non-inhérente au matériau :

- Retombée de poussières durant les phases d'assemblage, d'intégration et de stockage d'un satellite,
- Particules générées par l'activité de l'homme, comme les bactéries, les cellules mortes de l'épiderme, les cheveux, les fibres, les peluches de vêtement. La présence de ces contaminants peut être limitée grâce à un système de filtration adapté (salle propre).
- Particules produites lors des opérations de propulsion ou de contrôle d'altitude,
- Particules résultant de l'impact sur les matériaux de débris ou micrométéoroïdes.

1.1.3 Contamination et principaux effets

1.1.3.1 Les dépôts

La grande majorité de produits libérés lors du dégazage sous vide des matériaux organiques présente des risques pour les surfaces sensibles et donc pour le bon fonctionnement du satellite [3]. Ces risques sont d'autant plus accrus que les gradients de températures sont élevés. Les effets de la contamination concernent donc essentiellement les parties froides du satellite, à savoir les radiateurs de contrôle thermique et les optiques.

Généralement, les dépôts de contaminants sur les surfaces du satellite ne sont pas homogènes et se présentent sous forme de films minces, craquelés ou non, ou sous forme de gouttelettes. Sur la Figure 1-1, nous pouvons observer des dépôts sous forme de film mince ou de gouttelettes issus du dégazage de la colle époxy EC2216. On remarque que plus la quantité dégazée est faible, plus le dépôt tend vers une forme de couche mince plutôt que de gouttelettes.

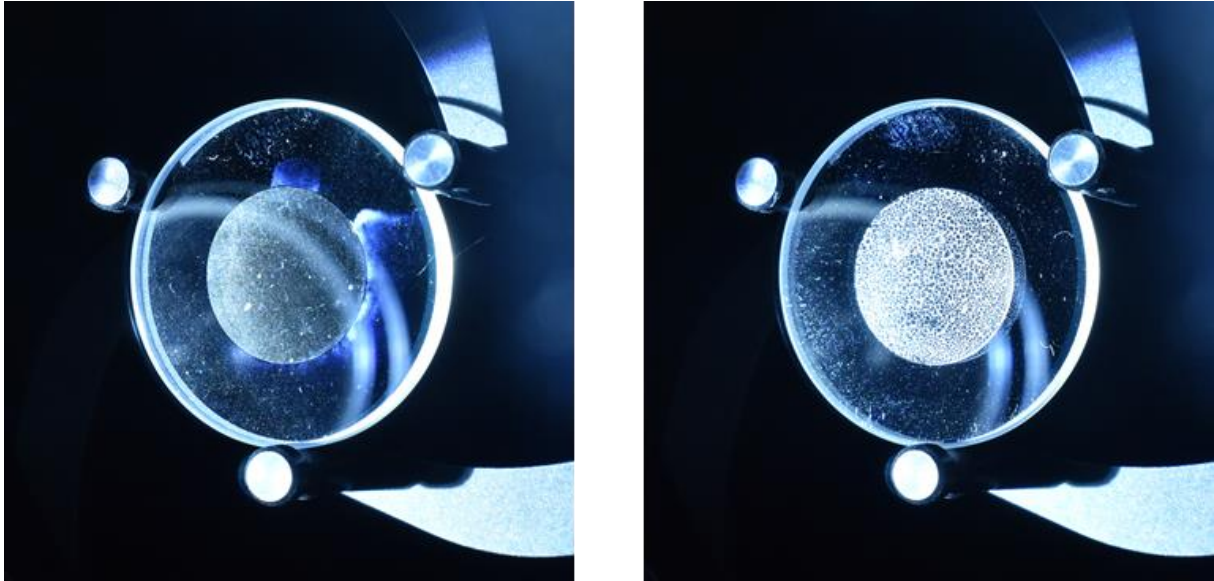


Figure 1-1 - Dépôt sur substrat en silice fondue de colle EC2216 dégazée. Dégazage de 10 grammes d'EC2216 formant un dépôt en film mince à gauche et de 50 grammes d'EC2216 formant un dépôt de gouttelettes à droite. Le dégazage a été réalisé à partir du matériau pur sous vide secondaire à 100°C durant 24h.

1.1.3.2 Les effets

Les effets de la contamination dépendent de la nature des surfaces réceptrices et du type de contamination, moléculaire ou particulaire. L'impact des condensats peut sérieusement compromettre les objectifs des missions spatiales.

Dépôt sur les optiques

La transmission et la réflexion des éléments optiques (lentilles, miroirs, hublots...) peuvent être fortement dégradées par une contamination moléculaire de type organique, particulièrement dans le cas de la détection de rayons X, d'UV et dans le cas de détecteurs IR à basse température. Plus le dépôt est important, plus les défauts de transmission ou de réflexion sont exacerbés [4], comme en témoignent les spectres de transmittances représentés sur la Figure 1-2. Suivant le mélange, potentiellement complexe, de produits contaminants, la dégradation de ces phénomènes optiques peut avoir un impact plus ou moins important sur les performances et les variations d'indice des matériaux optiques.

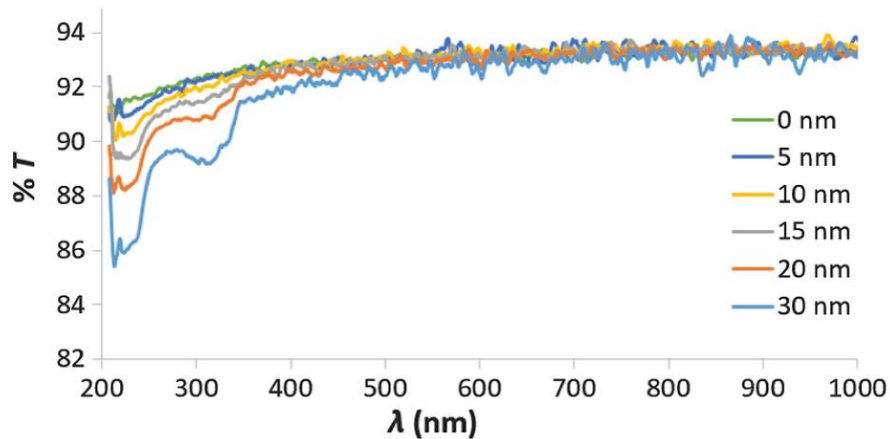


Figure 1-2 - Mesure de transmittance d'EC2216 chauffé à 125°C pour chaque épaisseur de dépôt contaminant sur un substrat en silice fondue refroidie à -110°C [4]

Dépôt sur les revêtements de contrôles thermiques

Des revêtements, tels que des peintures blanches réfléchives ou des isolants multicouches (MLI), permettent le contrôle thermique du système. Leurs caractéristiques thermo-optiques peuvent être modifiées, les surfaces les plus sensibles ayant de faibles coefficients d'absorptivité ou émissivité solaire [2].

Dépôt sur les systèmes électroniques

Un dégazage localisé peut induire des phénomènes de décharge électrique ou effet d'arc et détériorer les équipements à haute tension. En effet, l'augmentation de la pression due au dégazage dans des volumes insuffisamment ouverts vers l'extérieur, donc vers le vide spatial, peut entraîner ce type de phénomènes électriques. Par ailleurs, le dépôt d'un film contaminant peut être isolant ou encore engendrer la corrosion de certains contacts électriques.

1.2 La fluorescence

1.2.1 Les phénomènes de luminescence

Toute molécule possède un état fondamental (état de plus basse énergie) et des états excités de plus haute d'énergie. Chacun de ces états électroniques possèdent des états de vibrations et rotations représentés sur la Figure 1-3. Afin d'observer un phénomène de luminescence, la molécule étudiée doit avoir au préalable absorbé de l'énergie. Si l'énergie absorbée est suffisante, les électrons passent de l'état fondamental S_0 vers l'état excité S_1 . La molécule se relaxe ensuite vers un des états vibrationnels de son état fondamental S_0 en émettant un photon.

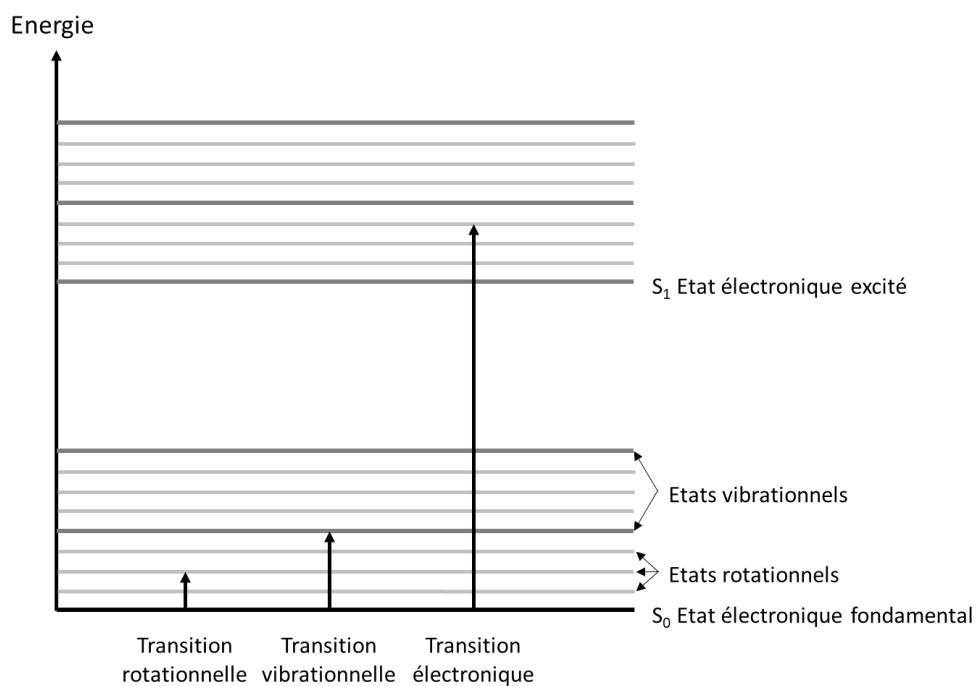


Figure 1-3 - Schéma des différents états électroniques pour une molécule [5]

Les propriétés de ce photon sont caractéristiques de la molécule initialement excitée. Ce phénomène, de luminescence permet donc de localiser et d'identifier les dépôts contaminants présentés dans la section précédente.

Le tableau ci-dessous récapitule les différents phénomènes de luminescence ainsi que les modes d'excitation qui les provoquent. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons spécifiquement au phénomène de fluorescence.

Tableau 1 - Phénomène de luminescence associé à leur modes d'excitation respective [6]

Phénomène	Mode d'excitation
Photoluminescence Fluorescence Fluorescence retardée Phosphorescence	Absorption de photons
Radioluminescence	Radiation ionisante (rayons X, α , β , γ)
Cathodoluminescence	Faisceau électronique
Thermoluminescence	Thermique
Chimiluminescence	Réaction chimique
Electroluminescence	Champ électrique

1.2.2 Le principe de fluorescence

La fluorescence est un cas particulier de photoluminescence. Cette dernière correspond à l'absorption d'énergie lumineuse (lumière d'excitation) restituée sous forme de lumière fluorescente (lumière d'émission). Elle se distingue de la phosphorescence par la durée de l'émission après excitation : la fluorescence est caractérisée par l'émission d'un photon de manière très rapide.

On appelle fluorophore une molécule capable d'émettre de la lumière de fluorescence après excitation.

1.2.3 Transitions radiatives et non-radiatives entre états électroniques

1.2.3.1 Le diagramme de Perrin-Jablonsky

Le diagramme de Perrin-Jablonsky (Figure 1-4) est utile pour visualiser les divers processus mis en jeu lors de l'excitation d'une molécule sous flux photonique.

Les flèches partant du niveau vibrationnel fondamental S_0 correspondent à l'absorption d'un photon et les flèches retournant à l'état S_0 correspondent à l'émission d'un photon. La partie basse de la Figure 1-4 représente les spectres d'absorption et d'émission (fluorescence et phosphorescence) correspondant à différentes transitions ($S_0 \rightarrow S_2$, $S_0 \rightarrow S_1$, etc.). Etant donné que les molécules sont des systèmes complexes, celles-ci présentent des spectres d'absorption et d'émission larges et non structurés. Ceci est dû au fait que chaque état électronique est constitué d'une suite presque continue de niveaux vibrationnels.

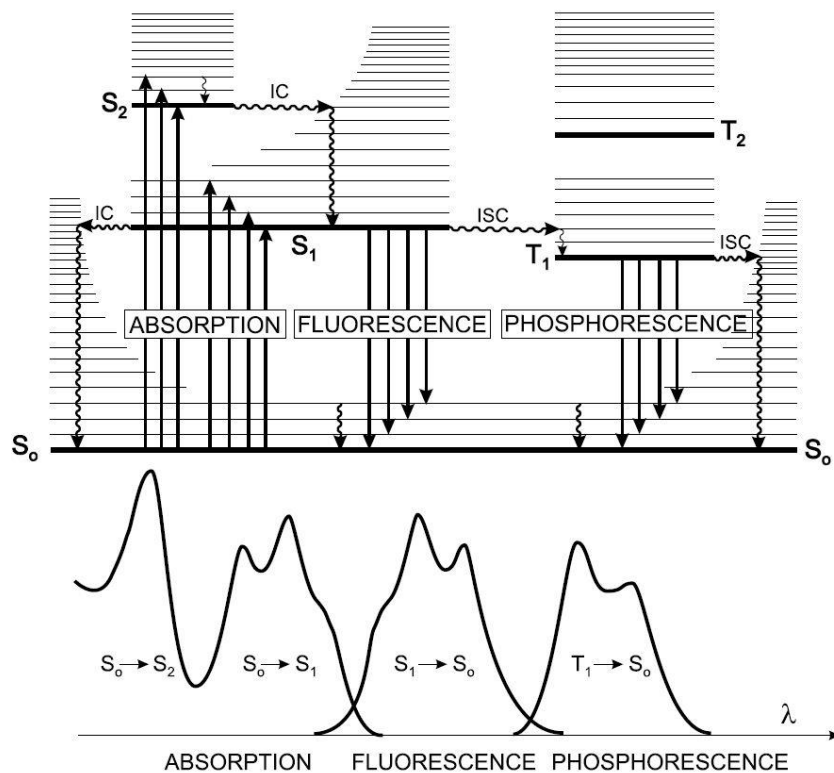


Figure 1-4 - Diagramme de Perrin-Jablonsky et illustration de la position relative des spectres d'absorption, de fluorescence et de phosphorescence [7]

Il est important de remarquer que la différence d'énergie entre les différents niveaux vibrationnels S_0 et les différents niveaux S_1 est du même ordre. Le spectre de fluorescence apparait alors souvent comme symétrique du spectre d'absorption.

Les temps caractéristiques des différents processus sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Tableau 2 - Temps caractéristiques des processus impliqués dans les phénomènes de photoluminescence [7]

Absorption	10^{-15} s
Relaxation vibrationnelle	$10^{-12} - 10^{-10}$ s
Durée de vie de l'état excité S_1	$10^{-10} - 10^{-7}$ s → fluorescence
Passage (ou croisement) intersystème (ISC)	$10^{-10} - 10^{-8}$ s
Conversion interne (IC)	$10^{-11} - 10^{-9}$ s
Durée de vie de l'état excité T_1	$10^{-6} - 1$ s → phosphorescence

1.2.3.2 Conversion interne

La conversion interne (IC) est une transition non radiative entre deux états électroniques. Quand l'excitation d'une molécule la fait passer dans un niveau vibrationnel excité S_1 , il peut se produire une conversion interne sans émission de lumière.

La conversion interne est d'autant plus efficace que l'écart d'énergie entre les deux états impliqués est faible. Ainsi, la conversion interne entre S_1 et S_0 est possible, mais elle est moins efficace qu'entre S_2 et S_1 ou qu'entre deux états vibrationnels du niveau S_1 . Dans ce cas, la conversion interne rentre alors en compétition avec l'émission de photons par fluorescence et avec le passage intersystème (ICS) vers l'état T_1 à partir duquel nous pouvons observer une émission éventuelle de photon de phosphorescence.

1.2.4 Grandeurs caractéristiques de la fluorescence

1.2.4.1 Rendement quantique

Le rendement quantique de fluorescence correspond au rapport du nombre de photons émis sur le nombre de photons absorbés par un fluorophore. Comme expliqué plus haut, lorsqu'un photon est absorbé, la molécule excitée peut revenir à son état fondamental par différents procédés radiatifs comme la fluorescence et la phosphorescence et des procédés non radiatifs comme la conversion interne. Le rendement quantique rend compte de la compétition entre ces phénomènes de désexcitation radiatifs et non-radiatifs.

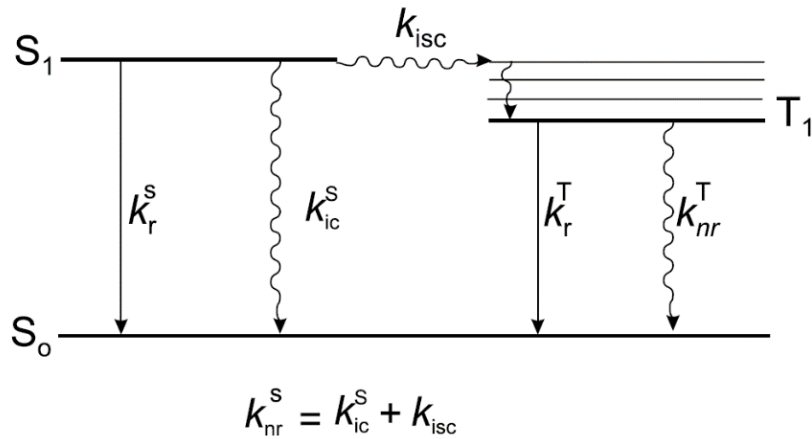


Figure 1-5 - Constantes de vitesses des divers processus de désexcitation [7]

Nous noterons les constantes de vitesses des différents processus présent sur la Figure 1-5 de la façon suivante :

- k_r^S : constante de vitesse pour la désexcitation radiative de $S_1 \rightarrow S_0$ avec émission de fluorescence
- k_{ic}^S : constante de vitesse pour la conversion interne $S_1 \rightarrow S_0$
- k_{isc} : constante de vitesse pour le passage intersystème
- k_r^T : constante de vitesse de désexcitation radiative de $T_1 \rightarrow S_0$ avec émission de phosphorescence
- k_m^T : constante de vitesse pour la conversion interne $T_1 \rightarrow S_0$

Nous introduisons la constante globale $k_{nr}^S = k_{ci}^S + k_{ics}$ appelée constante de vitesse globale de désexcitation non radiative (Figure 1-5).

Dans le cas de la fluorescence, nous pouvons considérer deux constantes de vitesses de désexcitation, k_r^S et k_{nr}^S . Nous noterons alors le rendement quantique de fluorescence Φ_F [7]:

$$\Phi_F = \frac{k_r^S}{k_r^S + k_{nr}^S} \quad \text{Équation 1}$$

1.2.4.2 Durée de vie

La durée de vie de fluorescence se définit comme le temps moyen pendant lequel un fluorophore reste dans son état excité avant d'émettre la lumière de fluorescence. Cette durée est donnée par l'équation [7] :

$$\tau_S = \frac{1}{k_r^S + k_{nr}^S} \quad \text{Équation 2}$$

Le rendement quantique Φ_F et la durée de vie τ_S sont liés par la relation suivante :

$$\Phi_F = k_r^S \times \tau_S \quad \text{Équation 3}$$

1.2.4.3 Effets inhibiteurs

Il est important de souligner qu'en phase condensée, de nombreux paramètres peuvent affecter la durée de vie et le rendement quantique des fluorophores : la température, le pH, la polarité, la viscosité, les liaisons hydrogène, la présence d'inhibiteurs. Ces paramètres peuvent conduire à des interprétations erronées des spectres de fluorescence, d'autant plus que ces phénomènes ne sont pas isolés et qu'ils peuvent interagir entre eux.

L'augmentation de la température par exemple peut provoquer une diminution du rendement quantique de fluorescence ainsi que de la durée de vie. En effet les processus non radiatifs liés à l'agitation thermique sont d'autant plus efficaces que la température est élevée. On remarque alors que la durée de vie et le rendement quantique de fluorescence sont des caractéristiques importantes d'un fluorophore. Plus le rendement quantique sera élevé, plus il sera facile d'observer un composé fluorescent.

1.2.5 Spectres liés à la fluorescence

1.2.5.1 Intensité de fluorescence stationnaire

La spectroscopie en mode stationnaire correspond à l'utilisation d'une source d'excitation continue dans le temps dont la longueur d'onde d'excitation se trouve dans la bande d'absorption des molécules excitées. Elle permet ensuite de mesurer l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde à travers le spectre d'excitation, d'émission ou les deux [7].

En effet, l'intensité de fluorescence correspond à la quantité de photons émis par unité de temps et par unité de volume. Elle est proportionnelle à l'intensité d'excitation, à la concentration du fluorophore, à son coefficient d'extinction molaire qui est une propriété intrinsèque de la molécule, et à son rendement quantique qui lui varie en fonction de l'environnement du fluorophore.

1.2.5.2 Spectre d'absorption

Chaque saut quantique (qui fait passer la molécule de son état fondamental S_0 aux différents niveaux vibrationnels des états S_1 et S_2) correspond à une longueur d'onde de la lumière d'excitation, et donc de l'énergie des photons. Le coefficient d'absorption molaire ϵ varie en fonction de la longueur d'onde d'excitation. De ce coefficient résulte la notion de spectre d'absorption qui rend compte de l'efficacité d'absorption.

Il existe deux mesures spectroscopiques qui permettent d'accéder à la variation spectrale d'absorption :

- La mesure de l'absorbance qui obéit à la loi de Beer-Lambert :

$$\log \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} = \epsilon(\lambda) \cdot C \cdot l \quad \text{Équation 4}$$

Où I_0 est l'intensité de la lumière incidente, I l'intensité de la lumière transmise, λ la longueur d'onde, C la concentration de l'espèce absorbante, l le chemin optique de la lumière et $\varepsilon(\lambda)$ le coefficient d'absorption molaire.

- La mesure du spectre d'excitation pour les espèces fluorescentes, en mesurant les variations de l'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde d'excitation. A savoir que pour une population homogène de molécules fluorescentes, l'intensité de fluorescence dépend du nombre de molécules excitées.

1.2.5.3 Spectre d'émission

Jusqu'à présent, nous prenions en compte tous les photons émis quelle que soit leur énergie. En réalité nous devons prendre en considération leur distribution en énergie. Pour cela, nous exprimons $F_\lambda(\lambda_F)$, l'intensité de fluorescence stationnaire par photon absorbé en fonction de la longueur d'onde des photons émis. Nous écrivons ainsi la relation suivante :

$$\int_0^\infty F_\lambda(\lambda_F) d\lambda_F = \Phi_F \quad \text{Équation 5}$$

où Φ_F est le rendement quantique. $F_\lambda(\lambda_F)$ représente alors le spectre d'émission (ou le spectre de fluorescence), caractéristique d'un composé donné.

1.2.5.4 Spectre d'excitation

La variation de l'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde d'excitation (λ_E) pour une longueur d'onde d'observation fixée (λ_F) représente le spectre d'excitation. Celui-ci est directement lié à l'absorption du fluorophore (spectre d'absorption). La forme du spectre d'excitation corrigé est donc identique à celle du spectre d'absorption à condition qu'une seule espèce soit présente à l'état fondamental. Mais lorsqu'il s'agit de mélange de plusieurs espèces ou lorsqu'une espèce est présente sous plusieurs formes à l'état fondamental (agrégats complexes, formes tautomères, etc.), les spectres d'excitation et d'absorption ne sont plus superposables. La comparaison entre les spectres d'absorption et d'excitation permet donc souvent d'obtenir des informations sur la nature de l'espèce étudiée.

1.2.5.5 Déplacement de Stokes

Comme nous l'avons sur la Figure 1-4, les spectres d'absorption et d'émission sont généralement superposables. En effet, le spectre d'émission semble être l'image du spectre d'absorption à travers un miroir. Le déplacement vers les plus grandes longueurs d'onde correspond à la perte d'énergie entre un photon absorbé et un photon émis.

Cet effet est connu sous le nom de « déplacement de Stokes ». Il correspond à l'écart $\Delta\bar{\nu}$ entre la position du maximum de la première bande d'absorption et celle du maximum du spectre d'émission (voir Figure 1-6). Ce paramètre fournit des informations sur les états excités. Par exemple, quand le moment dipolaire

d'une molécule fluorescente est plus grand dans l'état excité que dans l'état fondamental, le déplacement de Stokes augmente avec la polarité. Il est d'ailleurs plus aisé de détecter une espèce fluorescente lorsque son déplacement de Stokes est grand.

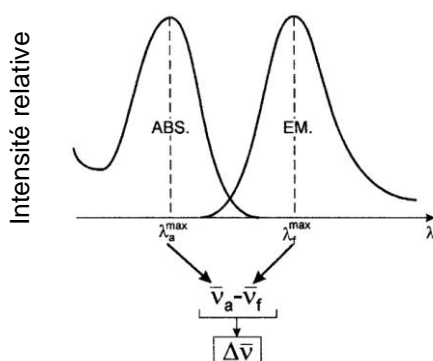


Figure 1-6 - Schéma illustrant le déplacement vers les plus grandes longueurs d'onde du spectre d'émission comparé au spectre d'absorption aussi appelé déplacement de Stokes [7]

1.2.6 Processus responsable de l'inhibition de fluorescence

Certains processus peuvent induire une inhibition de la fluorescence [8]. La plupart de ces processus mettent en jeu l'interaction d'une molécule excitée A* avec une autre molécule B présente à proximité :

- Collision avec un composé paramagnétique
- Transfert d'électron photoinduit : oxydation ou réduction par transfert d'électron entre A* et B
- Formation d'excimère et d'exciplexe :
 - Excimère (deux dimères à l'état excité) : $M + M^* \rightleftharpoons (MM)^*$ où ce dernier exprime que l'énergie d'excitation est délocalisée. La bande de fluorescence correspondant à l'excimère est située à des longueurs d'ondes plus élevées que celle du monomère (voir Figure 1-7).
 - Exciplexe (deux complexes à l'état excité) : $D^* + A \rightleftharpoons (DA)^*$ et $A^* + D \rightleftharpoons (DA)^*$

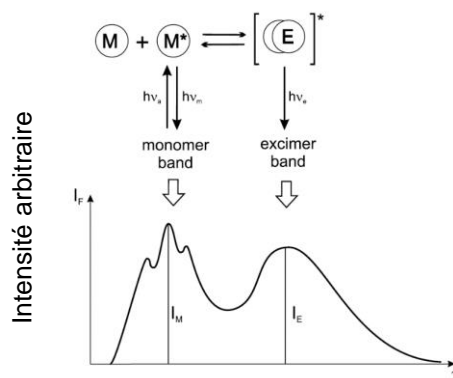


Figure 1-7 - Schéma illustrant la formation d'excimère, la bande de fluorescence correspondant à l'excimère est située à des longueurs d'onde plus élevées que celle du monomère [8]

- Transfert de proton photoinduit : les propriétés basiques ou acides d'une molécule qui absorbe la lumière ne sont pas les mêmes à l'état fondamental et à l'état excité. La redistribution de la densité électronique lors de l'excitation en est l'une des causes possibles. Un cas particulièrement intéressant est celui où l'acide (ou la base) est plus fort à l'état excité qu'à l'état fondamental, puisque dans ce cas l'excitation peut déclencher un transfert de proton.
- Transfert de l'énergie d'excitation : le transfert d'énergie d'une molécule excitée (donneur) à une autre molécule chimiquement différente (accepteur) : $D^* + A \rightarrow D + A^*$ est appelé hétérotransfert. Ce processus est possible à condition que le spectre d'émission du donneur recouvre le spectre d'absorption de l'accepteur (voir Figure 1-8).

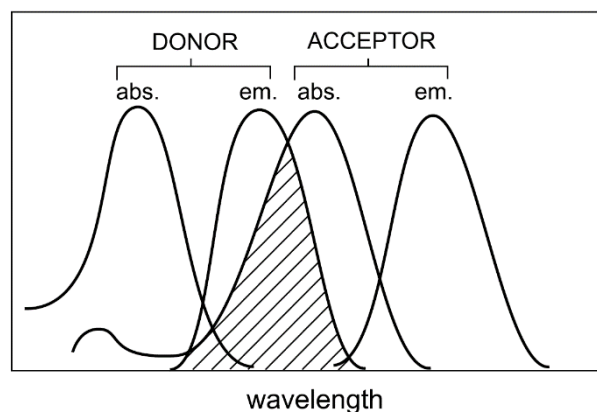


Figure 1-8 - Recouvrement spectral entre le spectre d'émission du donneur et le spectre d'absorption de l'accepteur [8]

Les caractéristiques de la fluorescence de la molécule A^* sont donc affectées par la présence de la molécule B du fait de la compétition entre la désexcitation intrinsèque que nous avons présenté jusqu'ici et ces processus intermoléculaires. Il est important de noter que l'analyse des phénomènes observés fournit des informations importantes sur l'environnement de la molécule.

1.3 La spectroscopie UV-Vis-NIR

1.3.1 Principe de la spectroscopie UV-Vis-NIR

La spectroscopie ultraviolet-visible-proche infrarouge est une technique de spectroscopie mesurant les photons dans le domaine de l'ultraviolet (100 à 400 nm) en passant par le visible (400 à 800 nm), jusqu'au proche infrarouge (800 à 1400 nm).

Lorsque des molécules, des ions ou complexes, sont soumis à un rayonnement dans cette gamme de longueur d'onde, ils sont susceptibles de subir une ou plusieurs transitions électroniques.

Le spectre d'excitation est la fonction qui relie l'intensité lumineuse absorbée par l'échantillon en fonction de la longueur d'onde. Dans notre cas, nous parlerons plus précisément de spectroscopie de

fluorescence ; celle-ci mesure l'intensité lumineuse émise par un échantillon lorsque celui-ci est excité à une ou un intervalle de longueur d'onde où il absorbe.

Mais le développement de l'instrument hyperspectral dont fait l'objet cette thèse permet de mesurer plusieurs types de signaux. En effet, l'interaction rayonnement matière conduit à différents effets comme représentées sur la Figure 1-9. Le rayonnement peut être absorbé, dispersé, réfléchi ou transmis à travers la matière.

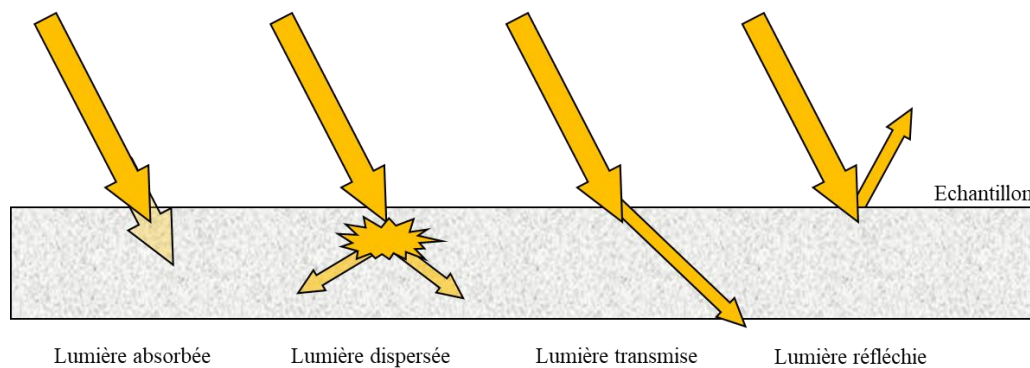


Figure 1-9 - Différents effets induits par l'interaction d'un rayonnement sur un échantillon [9]

Selon la gamme spectrale utilisée (rayon X, UV, visible, IR, micro-onde) et les modes d'interactions considérés, différentes informations peuvent être déduites. Il est alors possible de caractériser les matériaux à différentes échelles. En effet, les spectroscopies à rayons X, UV et visible reflètent principalement les transitions électroniques, alors que les spectroscopies IR ou Raman permettent de caractériser les modes de vibrations des liaisons chimiques au sein d'une molécule. Quant à la spectroscopie à micro-ondes, elle mettra en évidence les modes de rotation d'une molécule.

1.3.2 La spectroscopie de fluorescence

Dans notre cas, nous souhaitons développer un instrument hyperspectral permettant de mesurer la fluorescence des matériaux dans le domaine de l'UV-Vis-NIR. L'intervalle de travail de l'instrument correspond à l'intervalle [330 ;1000] nm représenté sur la Figure 1-10.

L'instrument développé nous permettra également de mesurer les phénomènes d'absorption, de transmission et de réflexion.

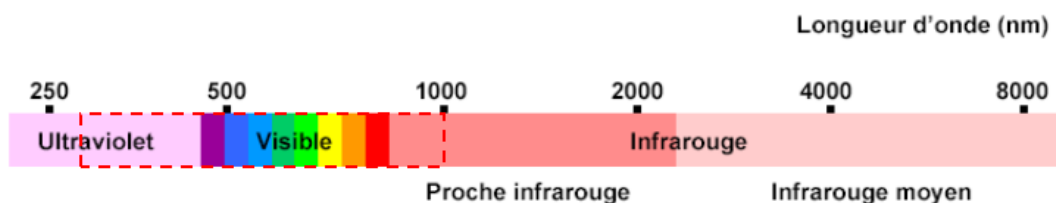


Figure 1-10 - Spectre électromagnétique comprenant les trois régions d'intérêt de l'instrument hyperspectral encadrées en rouge UV [330 ;450] nm, Vis [450 ;800] nm et NIR [800 ;1000] nm

Nous avons vu dans la section précédente qu'une fois qu'une molécule est portée dans un état excité par absorption d'un photon, elle revient spontanément à son état fondamental selon différentes voies comme la fluorescence ou la conversion interne. Or, d'autres voies de désexcitation peuvent entrer en compétition avec l'émission de fluorescence comme représenté sur la Figure 1-11. La spectroscopie de fluorescence (ou spectrofluorimétrie) mesure spécifiquement le phénomène d'émission de photon de fluorescence après absorption à une longueur d'onde spécifique.

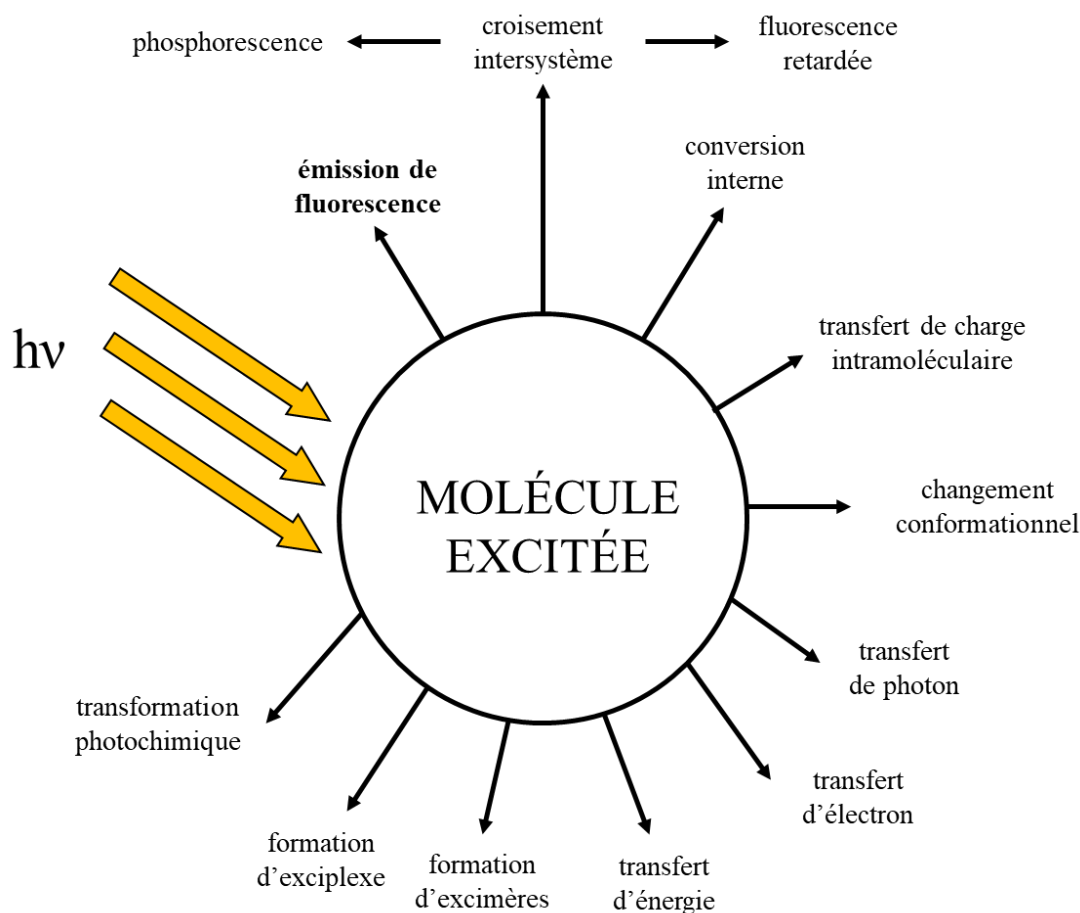


Figure 1-11 - Liste des diverses voies de désexcitation entrant en concurrence avec l'émission de fluorescence suivant l'excitation d'une molécule [10]

1.3.3 Instrumentation

Le spectrographe est le matériel de mesure utilisé pour la spectroscopie. Il est généralement composé d'un dispositif de dispersion, un prisme ou un réseau, qui permet de décomposer la lumière, ainsi que d'un capteur linéaire, le plus souvent un capteur CCD (Figure 1-12) [11]. Ce dernier est composé de cellules photosensibles, permettant de convertir un rayonnement électromagnétique en un signal électrique analogique.

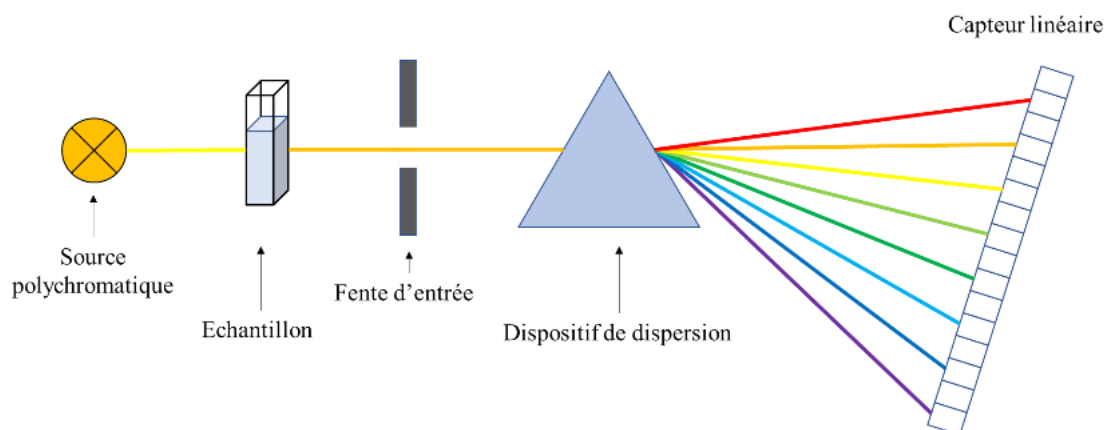


Figure 1-12 - Dans un spectrophotomètre à capteur linéaire, l'échantillon est éclairé par une source polychromatique, et absorbe différentes longueurs d'onde simultanément. La lumière transmise est ensuite diffractée par un réseau de réflexion ou un prisme.

1.3.4 Spectroscopie UV-Vis-NIR pour l'analyse de contaminants d'engins orbitaux

La spectroscopie UV-Vis-NIR est un outil puissant pour l'analyse qualitative et quantitative de molécules contaminantes présentes sur une surface sensible d'engin orbital. La spectroscopie de fluorescence a déjà fait l'objet d'une étude pour des besoins de détection de contamination dans le domaine du spatial [12]. Cette étude met en évidence la possibilité d'imager et d'extraire des spectres de contaminants organiques en fonction de leur seuil de détectabilité. Des matériaux siliconés et une huile minérale ont été étudiés.

Les expériences menées dans le cadre de cette thèse nous ont amenés à analyser des matériaux époxy, un des principaux contaminants dans le domaine du spatial. En fonction de la quantité dégazée, nous avons obtenu des dépôts de contamination sous forme de films minces ou de gouttelettes (voir Figure 1-1). Les matériaux alors analysés sont des fragments des chaînes polymères de base ou des produits de synthèse, et leur signature de fluorescence est souvent différente de la molécule de base.

Grâce à des mesures de TG-GC-MS sur des produits de dégazage de colles EC2216 et EC9323, nous avons pu mettre en évidence plusieurs familles de molécules au sein de la contamination. Il s'agit par exemple de molécules qui ont servi pour la polymérisation, des fragments du matériau final, ou encore des fragments transformés. Leur étude sera détaillée dans le CHAPITRE 4 page 116.

La colle EC2216 [13] présente au moins quatre fragments de familles différentes :

- Epoxy : base pour la synthèse du polymère
- Aromatique : fonction de la chaîne polymère ou résidu de produits de synthèses
- Phénol : fonction de la chaîne polymère ou résidu de produits de synthèses
- Phtalate : joue le rôle plastifiant

La colle EC9323 [14] présente quant à elle six fragments de familles différentes :

- Amine : base pour la synthèse du polymère
- Epoxy : base pour la synthèse du polymère
- Silicone : utilisé durant le processus de synthèse
- Phénol : fonction de la chaîne polymère
- Ester, phtalate, jouent le rôle de plastifiant
- Aromatique : fonction de la chaîne polymère ou résidu de produits de synthèses

1.4 L'imagerie hyperspectrale

1.4.1 Définition d'image hyperspectrale

Une image dite *hyperspectrale* est une image contenant en chacun de ses pixels une information sur le spectre lumineux de la scène observée. Par analogie avec une image standard, une image hyperspectrale est souvent représentée sous la forme d'un cube de données, qui permet de regrouper les dimensions spatiales et spectrales. Ainsi, chaque bande spectrale correspond à une image monochrome.

Au terme d'une acquisition d'image hyperspectrale, nous obtenons donc un *cube hyperspectral* comme illustré par la Figure 1-13 ci-dessous :

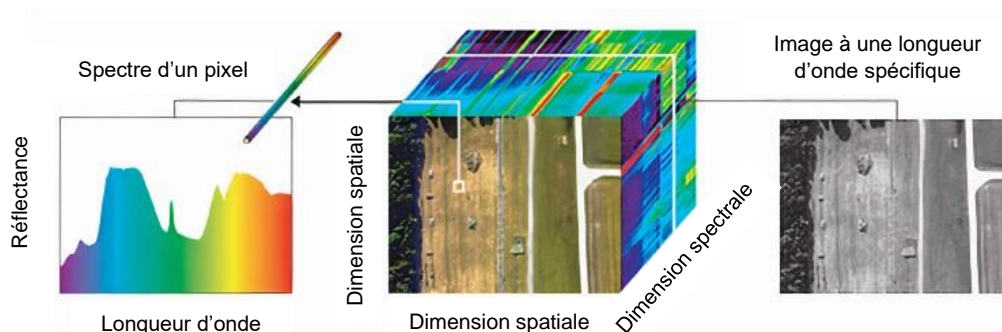


Figure 1-13 - Structure d'une image hyperspectrale. Information spectrale pour un ou groupe de pixel (à droite) et information spatiale pour une bande ou tranche de longueur d'onde (à gauche) [15]

Il existe un type d'image intermédiaire dite *multispectrale*. La distinction avec l'imagerie hyperspectrale porte sur le nombre de bandes spectrales considérées. Quelques dizaines de bandes pour une image multispectrale, et jusqu'à quelques centaines de bandes pour une image hyperspectrale. Nous dirons alors qu'une image est hyperspectrale lorsqu'elle permet de résoudre spectralement les phénomènes physiques observés (dans notre cas, la fluorescence), c'est-à-dire lorsque les bandes spectrales couvrent des canaux très fins et contigus.

Le principe de la fluorescence par imagerie hyperspectrale est basé sur le fait que chaque matériau fluorescent émet des ondes électromagnétiques à des longueurs d'onde spécifiques liées à leur

composition moléculaire. Ainsi, deux matériaux fluoresçant à des couleurs similaires en imagerie classique peuvent être différenciables en imagerie hyperspectrale grâce à leurs spectres de fluorescence respectifs.

Le cube hyperspectral se définit en trois dimensions (Figure 1-14) : deux dimensions spatiales (X, Y) et une dimension spectrale (λ). Bien que la résolution spatiale d'une image hyperspectrale soit souvent limitée, notamment dans le cas de capteurs ou d'instruments employés dans le domaine du spatial et positionnés à de hautes altitudes pour couvrir de larges zones [16], la résolution spectrale en revanche est très bonne, de l'ordre du nanomètre [17]. Elle est alors suffisamment fine pour pouvoir extraire un spectre de fluorescence quasi-continu dans chaque pixel. Chaque image spectrale est une image monochromatique correspondant à une longueur d'onde spécifique.

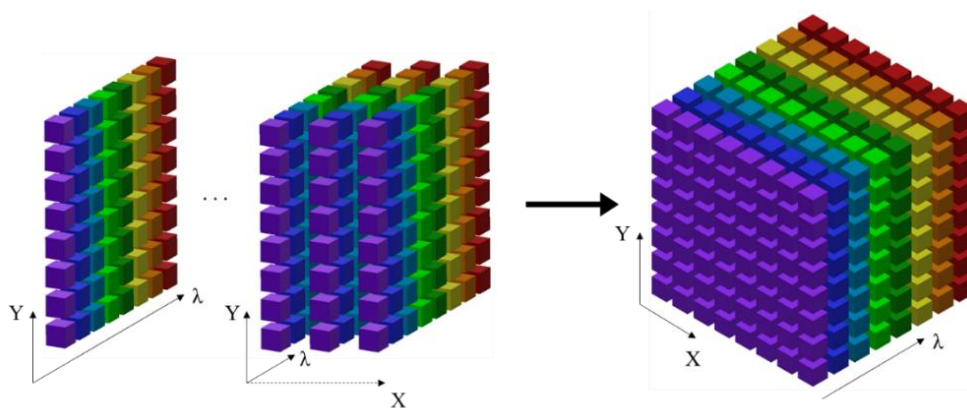


Figure 1-14 - Le cube de données hyperspectral est le résultat d'une mesure hyperspectrale. Pour chaque acquisition, nous obtenons une ligne au format (dX, Y, λ). Après plusieurs acquisitions, chaque ligne est sommée afin de construire le cube hyperspectral qui présentera les dimensions suivantes : (X, Y, λ).

1.4.2 Enjeux de l'imagerie hyperspectrale

Dans notre cas, un cube hyperspectral présentera les dimensions suivantes : 1024 pixels dans le champ Y, 1024 dans le champ λ (ces deux dimensions correspondent au nombre de pixels du capteur CCD employé pour notre instrument) et x acquisition(s) dans le champ X où x correspond au nombre de scans réalisés. Ces données sont codées en 16 bits. Cela permet d'illustrer l'aspect massif des données hyperspectrales, qui en fait l'intérêt majeur de ces images. En effet, la combinaison des dimensions spatiales et spectrales les rend excessivement riches en informations. En contrepartie, cela conduit à un traitement des images hyperspectrales souvent assez laborieux. Tout d'abord, la taille des données requiert un espace de stockage conséquent (une mesure avec notre instrument oscille entre le demi gigaoctet et quelques gigaoctets). De plus, le traitement des images en lui-même nécessite une puissance de calcul importante. Aussi, les informations d'intérêt sont très dispersées au sein du cube. Cela complique leur recherche et rend difficile le traitement manuel. Ainsi, il est primordial d'utiliser des méthodes de traitement de données qui permettent de travailler relativement vite et surtout sur une grande quantité de données.

La taille d'une image peut être facilement calculée à l'aide de l'Équation 6 et met en évidence la grande taille des fichiers d'une image hyperspectrale.

$$2^{10} \times 2^{10} \times 2^4 \times x = 2^{24} \times x \text{ bits} = 2^{21} \times x \text{ octets} \quad \text{Équation 6}$$

Où x représente le nombre de scans.

Pour réaliser une image carrée, il faudra donc 1024 scans, ce qui correspond à un cube d'un gigaoctet. A 200 mm de travail de la cible, cela représente une image de 6 mm par 6 mm.

1.4.3 Technique d'acquisition en imagerie hyperspectrale

Il existe de nombreux capteurs hyperspectraux dont les caractéristiques varient en fonction des applications. Les principales caractéristiques sont le type de scanneur (pushbroom ou whiskbroom), la résolution spectrale, le champ et la résolution spatiale.

Nous pouvons classer les techniques d'acquisitions en trois catégories [18] : la méthode à balayage spectral, la méthode à balayage spatial et enfin la méthode instantanées dites *snapshot*.

1.4.3.1 Balayage spectral

La première méthode est dite à « balayage spectral ». La Figure 1-15 permet d'illustrer l'image par balayage spectral d'un échantillon. Cette méthode consiste à acquérir successivement chaque image spectrale monochromatique. Pour chaque acquisition, l'ensemble de la scène est capturée en 2D (X;Y) à une longueur d'onde donnée λ . Celle-ci est sélectionnée grâce à un filtre optique passe-bande, qui change pour capturer l'image spectrale suivante, et ainsi de suite jusqu'à l'acquisition complète du cube hyperspectral. Cette méthode implique deux conditions importantes. La première est d'utiliser des filtres optiques très résolus spectralement. La seconde est que la scène et le capteur restent immobiles durant toute la durée de l'acquisition.

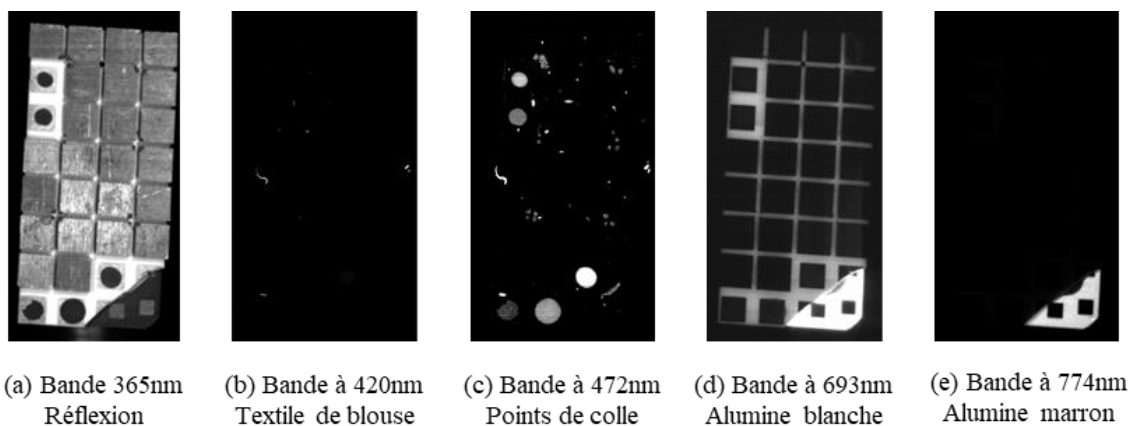


Figure 1-15 - Le balayage spectral acquiert successivement chaque image spectrale monochromatique à l'aide d'un filtre passe-bande. Pour chaque longueur d'onde, il est possible de mettre en évidence un matériau

1.4.3.2 Balayage spatial

La seconde catégorie, appelée méthode à « balayage spatial » permet d'acquérir en une seule fois toute l'information spectrale d'un ou plusieurs pixels. Cette méthode est sous-divisée en deux techniques différentes (Figure 1-16) :

- La technique du pushbroom repose sur un balayage successif des lignes entières de pixels.
- La technique du whiskbroom repose sur un balayage successif des lignes, pixel par pixel, à l'aide d'un miroir rotatif.

Dans les deux cas, la lumière acquise est envoyée dans un élément dispersif. Puis, le spectre est acquis sur une barrette CCD.

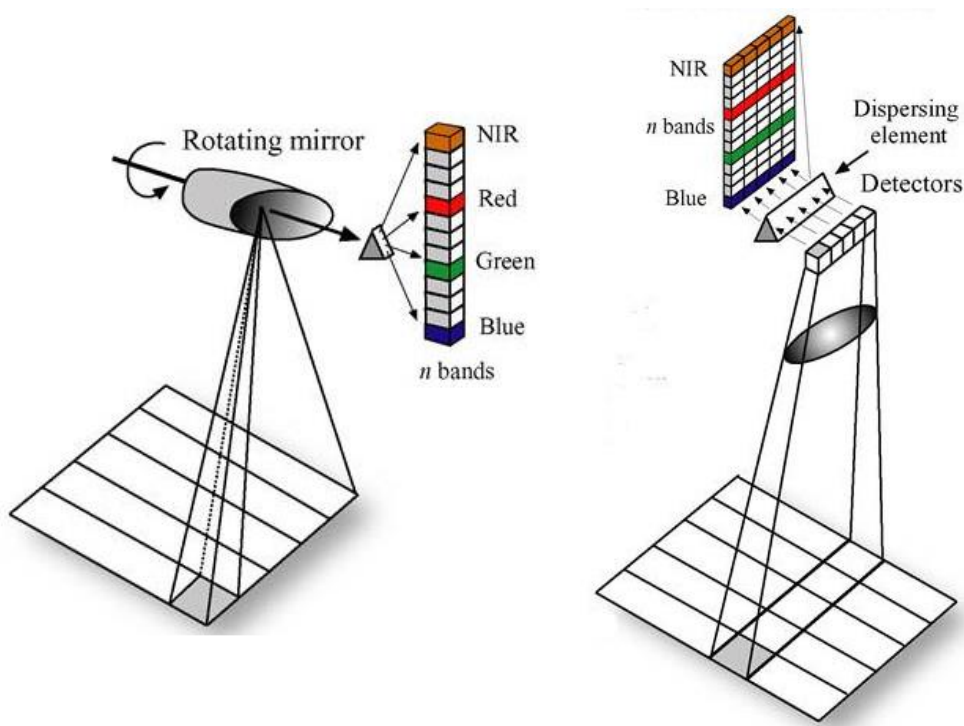


Figure 1-16 - Acquisition hyperspectrale grâce à un capteur de type " whiskbroom" (à gauche) et un capteur de type "pushbroom" (à droite) [18]

Après avoir collecté l'information spectrale d'une ligne (Y, λ), le capteur se déplace pour acquérir la ligne suivante. Cette technique est particulièrement adaptée pour des acquisitions spatiales où le capteur se déplace naturellement sur son orbite, ou pour des acquisitions aéroportées où le capteur se déplace sur la trajectoire de l'avion.

Dans notre cas, nous utilisons la technique de « pushbroom ». Le déplacement du capteur est assuré par un miroir de scan monté sur une platine de rotation, permettant ainsi de scanner chaque ligne de la scène souhaitée.

1.4.3.3 Acquisition instantanée

La troisième technique d'imagerie hyperspectrale, dite « instantanée » (ou « snapshot imaging »), est sans balayage. Elle permet l'acquisition simultanée de l'information spectrale et spatiale [19], [20]. Une de ces méthodes est illustrée sur la Figure 1-17, la technique d'imagerie snapshot capture la totalité du cube hyperspectral en procédant au « découpage » de l'image en bandes et en réorganisant ces bandes en une seule ligne à l'aide d'un système optique complexe. C'est une technique difficile à utiliser et qui présente des résolutions moindres, ce qui restreint son utilisation, en comparaison des méthodes à balayage.

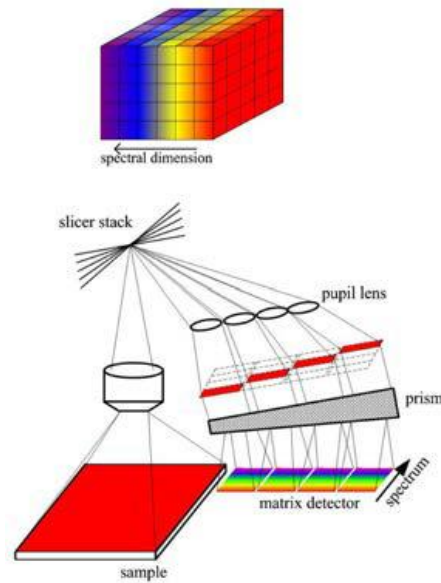


Figure 1-17 - Système d'acquisition instantanée, appelé aussi snapshot imaging [21]

1.4.4 Domaines d'application

L'imagerie hyperspectrale est issue de la télédétection [22] apparue dans les années 1970. Elle a été explorée pour diverses applications dites de « non-proximité » comme :

- l'observation de la Terre [23],
- l'espace [24] [25],
- l'astronomie.

De nombreuses sous-applications sont couvertes par ces domaines et favorisent ainsi la recherche au sein de la communauté du traitement d'images hyperspectrales. J'ai par ailleurs au début de ma thèse participé au colloque SFPT-GH [26], qui portait majoritairement sur des présentations de techniques de télédétection.

Progressivement, d'autres domaines se sont ouverts à l'imagerie hyperspectrale, dont voici quelques exemples :

- l'agriculture : évaluation de la maturation des fruits, surveillance de culture [27],
- l'écologie : écotoxicologie, qualité des eaux, détection de polluants [28],
- l'étude d'œuvre d'art : identification et caractérisation de pigments, datation de peintures [29],

- la médecine : détection de tumeurs pour la cancérologie, aide à la vision du champ opératoire [30],
- la biologie : détection de tissus sains ou pathologiques [31],

Les travaux de ce manuscrit ont pour application principale la détection grâce à l'imagerie hyperspectrale de fluorescence de la contamination moléculaire sur des surfaces sensibles d'engins orbitaux [32]. Nous proposons le développement et l'intégration d'un instrument permettant de détecter la fluorescence dans un intervalle de longueur d'onde de [330 ; 1000] nm, et à terme [300 ; 1000] nm pour une seconde version de l'instrument [33] [34].

Développement technique de l'instrument

2.1	Présentation de l'instrument hyperspectral	42
2.1.1	Description de la combinaison optique du spectromètre	42
2.1.2	Caméra de visualisation	49
2.2	Support opto-mécanique	50
2.2.1	Auto-centrage par joint torique	50
2.2.2	Miroirs collés	51
2.3	Défauts et contraintes sur miroir	52
2.3.1	Miroir plan de scan M0	55
2.3.2	Miroir plan à fente M1	57
2.3.3	Miroir plan percé M4	59
2.3.4	Miroirs parabolique collimateur M3 et sphérique focalisateur M5	60
2.4	Alignement par bloc	60
2.4.1	Notion de MIP et MAP	60
2.4.2	Plan optique.....	61
2.4.3	Réglages des blocs	62
2.5	Procédure d'alignement.....	73
2.5.1	Matérialiser l'axe optique.....	73
2.5.2	Installer M2 colinéaire à l'axe optique.....	74
2.5.3	Installer M0	75
2.5.4	Installer le prime à son minimum de déviation	75
2.5.5	Installer le miroir M5	77
2.5.6	Ajuster le focus de M3	77
2.5.7	Alignement du bloc 5 pour la visualisation	79
2.6	Lumière parasite.....	79
2.6.1	Lumière directe traversant la fente	79
2.6.2	Lumière passant par le trou du miroir M4.....	81
2.7	Conclusion	82

CHAPITRE 2. DEVELOPPEMENT TECHNIQUE DE L'INSTRUMENT

Dans ce chapitre, nous présentons en détail le développement de l'instrument. La combinaison optique est une invention de M. Frédéric Bourcier, issue d'un premier brevet qui a été déposé en 2015 [35]. Ce développement découle du besoin du laboratoire DTN/QE/LE du CNES de développer des moyens déportés permettant des mesures de caractérisation physico-chimique en salle propre. Afin de travailler sur une large bande spectrale, la combinaison optique devait être exclusivement catoptrique. En effet, les instruments dioptriques sont limités dans l'UV du fait des aberrations chromatiques limitant la reconstruction d'une image. Nous commençons ce chapitre en décrivant la combinaison optique dans son intégralité ainsi que les actionneurs et leur rôle associé. Nous présentons les solutions opto-mécaniques que nous avons développées en collaboration avec le bureau de conception mécanique DEFI12. Afin de valider le montage, nous avons réalisé une série de mesures sur les optiques dont nous présentons les résultats et leur conclusion. Enfin, nous proposons des solutions mise en œuvre pour supprimer les défauts liés à la lumière parasite détectée dans l'instrument.

2.1 Présentation de l'instrument hyperspectral

Afin de pouvoir travailler dans le domaine des UV, le choix d'un système catoptrique s'imposait. En effet, ce type de système implique que les rayons lumineux ne subissent que des réflexions dites spéculaires ou totales afin que le montage soit exempt d'aberrations chromatiques (voir annexe A.2.1 page 167). En revanche, un système catoptrique implique d'autres aberrations telles que l'astigmatisme, ou encore des aberrations sphériques. Ces aberrations sont décrites dans l'annexe A.2 page 167.

Le détecteur utilisé est un CCD « backside illuminated », et pour la solution de dispersion de la lumière, nous avons opté pour un prisme. L'instrument présente une résolution angulaire de 25 secondes d'arc. Les images des mesures que nous présentons dans la section 4.4 page 139 du CHAPITRE 4 présentent une résolution spatiale de 60 par 60 μm^2 (nous réalisons un binning 2x2) pour un champs observé de 900 mm^2 lorsque l'objet d'étude est placé à une distance de 20 cm et une résolution spectrale de 1 nm dans le domaine des ultraviolets, 2-3 nm dans le domaine du visible et 5 nm dans le domaine de l'infrarouge (section 3.2.1.3 page 95 du CHAPITRE 3).

2.1.1 Description de la combinaison optique du spectromètre

Le design général d'un spectro-imageur peut être divisé en trois parties : le « collecteur », le « collimateur » et le « focaliseur », comme représenté sur la Figure 2-1.

La fonction du collecteur est de collecter la lumière afin de l'injecter dans le système. Le collimateur a pour rôle de rendre les faisceaux lumineux parallèles à l'entrée du système dispersif, dans notre cas le prisme. La dernière partie, le focaliseur doit réaliser le compromis entre les longueurs d'onde et la résolution spatiale sur le champ de vision du capteur CCD.

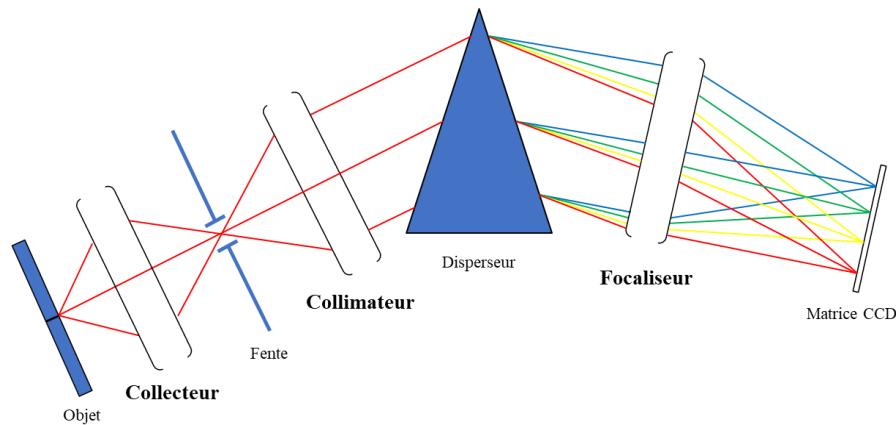
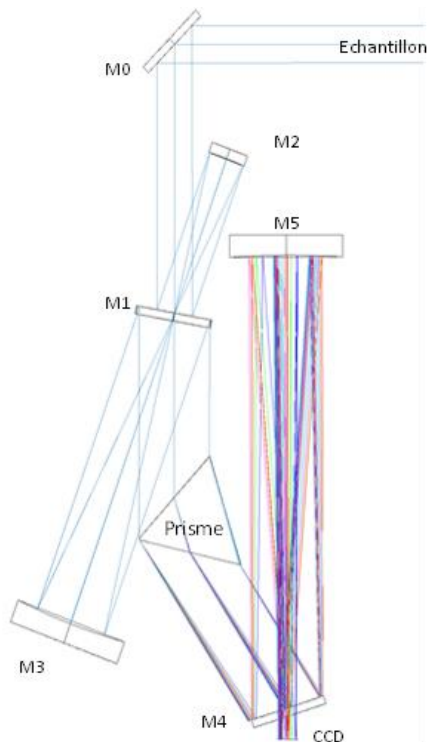


Figure 2-1 - Schéma général des trois parties d'un spectro-imageur. Le collecteur collecte la lumière d'intérêt issue de la scène, le collimateur rend les faisceaux parallèles pour traverser le prisme et le focaliseur permet de faire converger les différentes longueurs d'onde sur le capteur CCD [34]

2.1.1.1 Chemin optique détaillé

Dans la Figure 2-2, nous présentons la configuration optique de l'instrument en notant chaque optique MX où M est un miroir et X le numéro du miroir en fonction de son ordre d'intervention dans le chemin optique. Sont notés en toutes lettres le prisme ainsi que le capteur CCD.



1. Echantillon vers $M0_{\text{plan}}$
2. $M0_{\text{plan}}$ vers face avant $M1_{\text{plan}}$
3. Face avant $M1_{\text{plan}}$ vers $M2_{\text{sphérique}}$
4. $M2_{\text{sphérique}}$ vers $M3_{\text{parabolique}}$ en passant à travers la fente de $M1_{\text{plan}}$
5. $M3_{\text{parabolique}}$ vers face arrière $M1_{\text{plan}}$
6. Face arrière de $M1_{\text{plan}}$ vers le prisme
7. Prisme vers miroir de repli $M4_{\text{plan}}$
8. $M4_{\text{plan}}$ vers miroir focalisateur $M5_{\text{sphérique}}$
9. Miroir focalisateur $M5_{\text{sphérique}}$ vers capteur CCD

Figure 2-2 - Présentation de la configuration optique - schéma réalisé grâce au logiciel de simulation ZEMAX

Nous avons découpé l'instrument en fonction des trois parties présentées dans la section précédente. Ces trois parties sont représentées sur la Figure 2-3, Figure 2-4 et Figure 2-5.

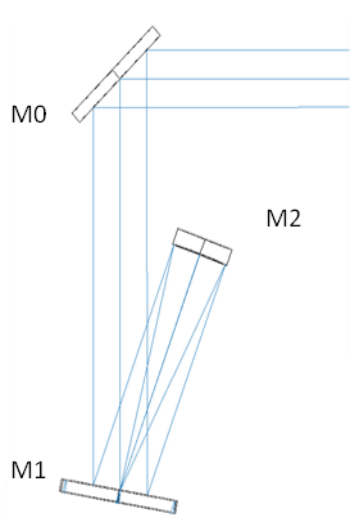


Figure 2-3 - Collecteur

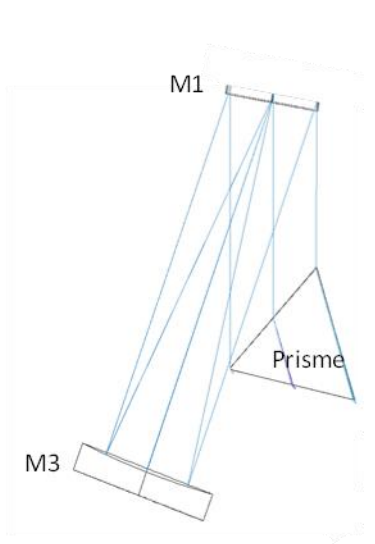


Figure 2-4 - Collimateur

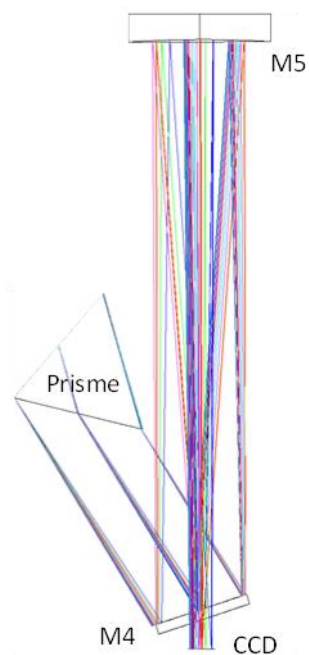


Figure 2-5 - Focaliseur

2.1.1.2 *Système collecteur*

La lumière est collectée par un miroir plan M0. Celui-ci est monté sur une platine de rotation permettant le balayage de la scène. Les rayons sont réfléchis vers un second miroir plan M1, puis vers la pupille de l'instrument, un miroir sphérique M2. Ce miroir est monté sur une platine de translation qui permettra de réaliser le focus en fonction de la distance de travail de l'instrument. M2 focalise les rayons vers la fente située au centre du miroir M1, comme représenté sur la Figure 2-3.

2.1.1.3 *Système collimateur*

Après avoir discriminé la ligne de la scène à analyser, grâce à la fente M1, les rayons issus de celle-ci sont collimatés par le miroir parabolique M3 et renvoyés une dernière fois vers M1. Les rayons traversent l'épaisseur de silice fondue du miroir M1 pour être réfléchis par le traitement de la face avant, retraverser l'épaisseur de silice fondue, puis être dirigés vers le prisme, comme représenté sur la Figure 2-4.

2.1.1.4 *Focalisateur*

Les rayons dispersés par le prisme sont réfléchis par un miroir plan de repli M4 vers un miroir sphérique M5 permettant de les focaliser sur le CCD, comme représenté sur la Figure 2-5.

2.1.1.5 Correspondance ZEMAX – 3D CAO

Afin de simplifier la lecture, nous présentons ci-dessous (Figure 2-6), la correspondance des optiques entre le schéma réalisé sous ZEMAX (logiciel de conception optique) et le schéma 2D réalisé sous INVENTOR (logiciel de CAO). Sur le schéma INVENTOR, les optiques sont installées dans leur support opto-mécanique.

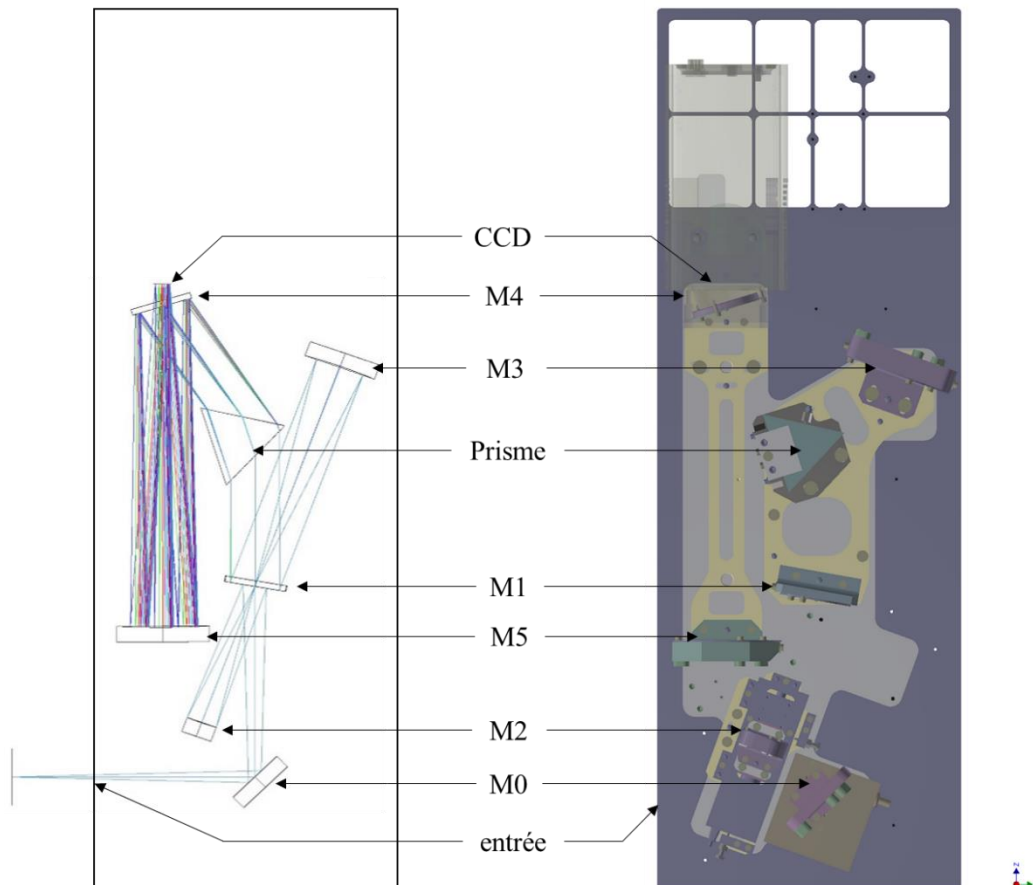


Figure 2-6 - Correspondance des optiques entre le schéma réalisé sous ZEMAX (à gauche) et le schéma 2D réalisé sous INVENTOR (à droite).

2.1.1.6 Liste des optiques

Nous listons dans cette parties les caractéristiques techniques des optiques, les notions de planéité de surface et de qualité de surface sont respectivement décrites dans les annexes A.1.1 page 165 et A.1.2 page 166.

Miroir plan de scan M0

Le miroir de scan M0 est un miroir plan générique de la marque Edmund Optics référencé #68-319 [36] de 50 mm de diamètre. Il est monté sur une platine de rotation Newport SR50PP [37] permettant de réaliser le scan de la scène. Sa courbe de réflectivité est donnée en annexe B.1 Figure B-4, page 170.

Tableau 3 - Caractéristiques du miroir M0

Type d'optique	Miroir plan
Planéité de surface	$\lambda/10$
Substrat	Silice fondue
Qualité de surface	20-10
Diamètre (mm)	50,00 +0,00/-0,20
Epaisseur (mm)	5,00 \pm 0,20
Traitement	Enhanced Aluminium

Miroir plan à fente M1

Le miroir à fente M1 est un miroir plan réalisé sur mesure par Optique Fichou. Comme cette optique travaille aussi en transmission, elle est en silice fondue afin de ne pas absorber les UV. Ce miroir de 50,8 mm de diamètre et d'épaisseur 5 mm doit être le plus fin possible afin de limiter les aberrations chromatiques lorsque la lumière traverse le miroir (annexe A.2.1 page 167). Une seule face est traitée en aluminium pour la réflectivité et au centre de cette surface une fente de 17 μm sur 20 mm qui jouera le rôle de la fente du spectromètre. Les courbes de réflectivité (face avant et face arrière) et de transmission sont données en annexe B.1.1, Figure B-1, Figure B-2 et Figure B-3 page 169.

Tableau 4 - Caractéristiques du miroir M1

Type d'optique	Miroir plan	
Planéité de surface	$\lambda/4$	
Substrat	Silice fondue	
Qualité de surface	40 - 20	
Diamètre (mm)	Demandé : 50,8 \pm 0,1	Métrie : 50,77
Epaisseur (mm)	Demandé : 5,0 \pm 0,1	Métrie : 4,93
Fente	Demandé : 20 mm x 17 μm	Section 3.1.2.2 page 90
Traitement	Enhanced Aluminium	

Miroir sphérique M2

Le miroir M2 qui est défini comme la pupille de l'instrument, est un miroir sphérique générique de la marque Edmund Optics référencé #43-541 [38] de 25,40 mm de diamètre. Il est monté sur une platine

de translation Newport MFA-PPD [39] permettant de réaliser le focus de la scène. Sa course de 25 mm permet de réaliser des acquisitions avec une distance de travail pouvant aller d'une vingtaine de centimètres (Short Working Distance/SWD) à 5 mètres (Long Working Distance/LWD) entre l'instrument et l'échantillon. Sa courbe de réflectivité est donnée en annexe B.1.2 Figure B-4 page 170.

Tableau 5 - Caractéristiques du miroir M2

Type d'optique	Miroir sphérique
Planéité de surface	$\lambda/4$
Substrat	Silice fondue
Qualité de surface	60 - 40
Diamètre (mm)	25,40 +0/-0,3
Epaisseur (mm)	6,35 +0/-15%
Distance focale (mm)	101,60 \pm 2%
Traitement	Enhanced Aluminium

Miroir parabolique M3

Le miroir collimateur M3 est un miroir parabolique sur mesure réalisé par Optoprim. La nécessité de monter un miroir parabolique plutôt que sphérique s'explique par le besoin de limiter les aberrations d'astigmatisme et sphériques (annexes A.2.2 pages 167 et A.2.3 page 168). Sa courbe de réflectivité est donnée en annexe B.1.3 Figure B-5 page 171.

Tableau 6 - Caractéristiques du miroir M3

Type d'optique	Miroir parabolique
Planéité de surface	$\lambda/4$
Substrat	Silice fondue
Qualité de surface	< 1nm RMS
Diamètre (mm)	76,2 mm
Epaisseur (mm)	15 mm
Traitement	Enhanced Aluminium

Prisme

Le prisme disperser a été réalisé sur mesure par Optique Fichou. Il est en silice fondue afin de transmettre dans les UV. Les courbes de transmission des deux faces qui travaillent sont données en annexe B.1.4, Figure B-6 et Figure B-7 page 171.

Tableau 7 - Caractéristiques du prisme

Type d'optique	Prisme	
Encombrement 1 ^{ère} / 2 ^{ème} / face arrière	Demandé : 70 mm \pm 0,1 mm	Métrie : 70,08/04/01
Angle	Demandé : 60° \pm 2'	Métrie : 59°59'53"
Planéité de surface 1 ^{ère} face et 2 ^{ème} face	$\lambda/4$	
Matière	Silice fondue	
Qualité de surface 1 ^{ère} et 2 ^{ème} face	40-20	
Traitement	Anti-reflet	

Miroir plan percé M4

Le miroir de repliement M4 est un miroir plan et percé en son centre réalisé par Optique Fichou. C'est un miroir de diamètre 50,8 mm. Son perçage de 24 mm est désaxé de 17° par rapport au plan de travail. Sa courbe de réflectivité est donnée en annexe B.1.5 Figure B-8 page 172.

Tableau 8 - Caractéristiques du miroir M4

Type d'optique	Miroir plan	
Planéité de surface	$\lambda/4$	
Substrat	Silice	
Qualité de surface	40 - 20	
Diamètre (mm)	Demandé : 50,8 \pm 0,1	Métrie : 50,75
Epaisseur (mm)	Demandé : 5,0 \pm 0,1	Métrie : 5,023
Trou – dimension (mm)	Demandé : 24 \pm 0,1	Métrie : 24,0
Trou – centrage (mm)	Demandé : < 0,1	Métrie : 0,03
Trou – orientation (degré)	Demandé : 17° \pm 5'	Métrie : 17°
Traitement	Enhanced Aluminium	

Miroir sphérique M5

Le miroir focalisateur M5 est un miroir sphérique générique de la marque Edmund Optics référencé #49-609 [40]. Il permet de focaliser les rayons sur le CCD en passant à travers le perçage dans M4. Sa courbe de réflectivité est donnée en annexe B.1 Figure B-4 page 170.

Tableau 9 - Caractéristiques du miroir M5

Type d'optique	Miroir sphérique
Planéité de surface	$\lambda/4$
Substrat	Silice fondue
Qualité de surface	60 - 40
Diamètre (mm)	76,20 +1,0/-0
Epaisseur (mm)	12,70 +0/-15%
Distance focale (mm)	304,80 \pm 2%
Traitement	Enhanced Aluminium

Capteur CCD

La caméra CCD est une iKon-M 934 [41] fourni par Andor – Oxford Instrument équipé d'un capteur BEX2-DD. La datasheet est présentée en annexe B.2 page 173.

2.1.2 Caméra de visualisation

Un enjeu technique majeur des instruments hyperspectraux à fente est de viser et réaliser le focus de la scène à travers une ligne. En effet, les dimensions d'une image acquise avec la caméra CCD sont $dX \cdot Y \cdot \lambda$, ce qui rend la vision de la scène par l'utilisateur difficile, voire impossible.

Nous avons donc équipé l'instrument d'une caméra CMOS de visualisation. Pour rendre ceci possible, nous interceptons le flux lumineux avant qu'il n'atteigne la fente et qu'il soit discriminé par celle-ci en une ligne.

Nous avons placé un moteur de rotation Thorlabs [42] qui injecte un miroir elliptique, désigné comme M6, de chez Edmund Optics référencé #32-271 [43]. Lorsque nous déclenchons une prise de données au travers de la fente, le miroir M6 se rétracte grâce au moteur de rotation, comme représenté sur la Figure 2-7 ci-dessous.

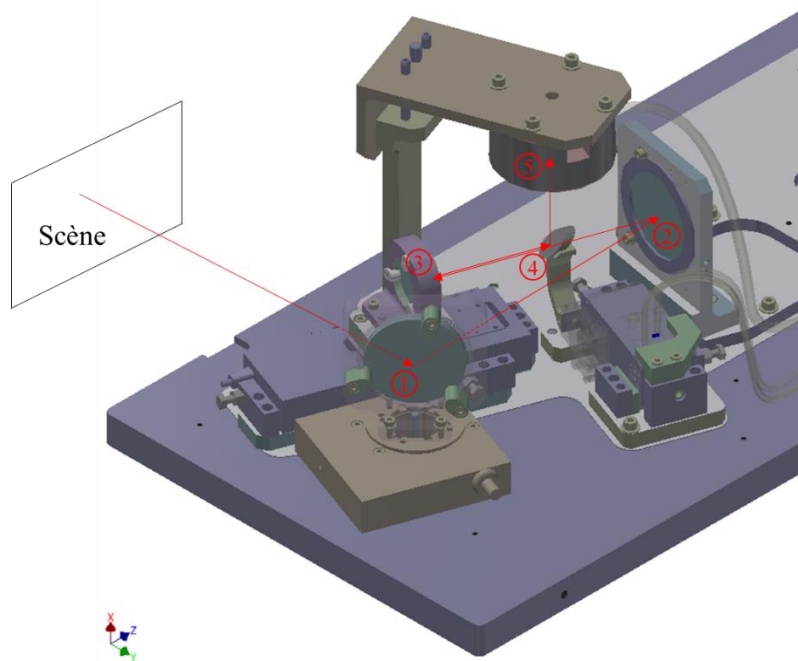


Figure 2-7 - Miroir M6 déployé grâce au moteur de rotation, captant ainsi le flux avant qu’il n’atteigne la fente du miroir M1. Le flux est alors réfléchi par le miroir M6 vers la caméra CMOS de visualisation.

2.2 Support opto-mécanique

Cette section présente les solutions mécaniques que nous avons dû mettre en œuvre pour l’installation et le maintien mécanique des miroirs dans l’appareil. Etant donné que la combinaison optique est unique (faisant l’objet d’un second brevet déposé par M. Frédéric Bourcier et M. Philippe Walter [44]), et que l’instrument doit être le plus intégré et léger possible, une solution de support opto-mécanique commercial ne répondait pas à notre besoin. En effet, les supports vendus par des industriels sont des supports pour laboratoire, volumineux et avec une grande liberté de réglages des optiques. Ils permettent de s’adapter aux diamètres des optiques qui présentent souvent des tolérances de diamètre ainsi que des tolérances au focus importantes (sections Miroir sphérique M2 page 46 et Miroir sphérique M5 page 49). Nous avons donc travaillé sur des solutions permettant d’assurer un support peu contraignant pour l’optique, facilement intégrable, mais aussi robuste dans le temps.

2.2.1 Auto-centrage par joint torique

Les miroirs présentent un tolérancement sur leur diamètre qui peut être important. Nous avons donc étudié la possibilité qu’ils puissent s’auto-centrer dans leur monture. En effet, comme nous avons fixé le plan optique ainsi que le réglage à la verticale (en X) des optiques, nous n’avons aucun réglage permettant de confondre le centre des miroirs avec le plan. Ainsi, pour quatre miroirs (M0, M2, M3 et M5), nous avons adopté une solution d’auto-centrage par joint torique.

Comme présenté dans la Figure 2-8, une monture sur-mesure est usinée, dans laquelle est réalisé une gorge permettant d’insérer un joint torique. La monture présente trois arrêts à l’avant permettant

d'assurer la verticalité du miroir. La mise en position est donc assurée par le joint et ces trois arrêts. Le maintien en position du miroir est assuré par trois taquets en téflon qui sont pressés contre le miroir par l'intermédiaire de vis-ressorts.

Ainsi, les efforts appliqués sur le miroir autour du diamètre dépendent du joint torique et les efforts appliqués à l'arrière du miroir dépendent de la pression des taquets en téflon. Nous étudierons les effets de ces efforts mécaniques sur la géométrie des miroirs dans la section 2.3, page 52.

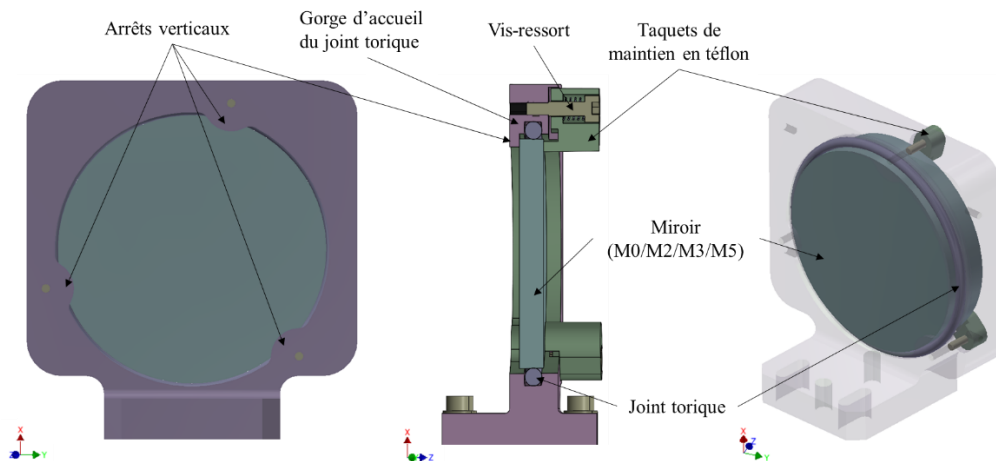


Figure 2-8 - Présentation des supports opto-mécaniques autocentrés par joints toriques. Le miroir est rentré par la face arrière de la monture pour être mis en contact avec trois arrêts (usinés dans la monture) permettant d'assurer la verticalité. Trois autres taquets en téflon permettent de maintenir le miroir plaqué contre les trois premiers arrêts.

2.2.2 Miroirs collés

Deux miroirs n'ont pas pu être intégrés dans l'appareil grâce à la solution technologique précédente. En effet il était trop contraignant mécaniquement de réaliser un montage avec joint torique. Le miroir M1 et M4 doivent pivoter autour de leur axe optique afin d'aligner respectivement la fente verticalement et le trou du miroir face au capteur CCD. Nous avons donc opté pour un collage dans une bague (Figure 2-9).

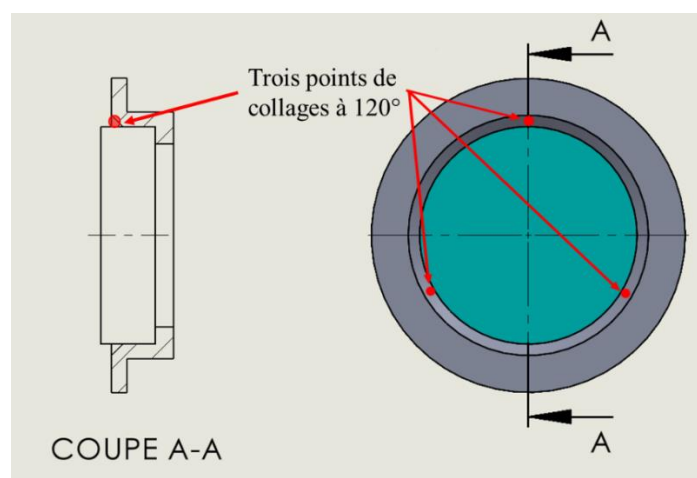


Figure 2-9 - Collage trois points du miroir M1 dans sa bague

La colle utilisée est une colle commerciale qui permet d'assurer une bonne transmission spectrale (Figure 2-10). Elle transmet entre 330 et 1000 nm a plus de 90 % si celle-ci venait à couler hors des encoches. Par ailleurs, les propriétés physiques présentées dans la Figure 2-11 sont largement suffisantes pour nos besoins.

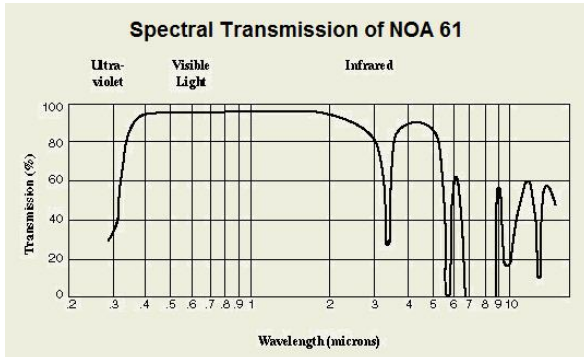


Figure 2-10 - Transmission spectral de la colle NOA61

Typical Properties of NOA 61	
Solids	100%
Viscosity at 25° C	300 cps
Refractive Index of Cured Polymer	1.56
Elongation at Failure	38%
Modulus of Elasticity (psi)	150,000
Tensile Strength (psi)	3,000
Hardness - Shore D	85

Figure 2-11 - Propriétés physiques de la colle NOA61

La colle NOA61 est un liquide photopolymère qui durcit quand il est exposé à une lumière UV. Pour correctement photopolymériser et donc durcir, elle doit être excitée entre 320 à 380 nm, avec un pic de sensibilité autour de 365 nm [45]. Un pré-durcissement peut être obtenu en quelques secondes, mais la colle devient complètement polymérisée après une semaine.

2.3 Défauts et contraintes sur miroir

Afin de vérifier si nos solutions opto-mécaniques ne contraignent pas nos optiques au point d'en déformer la planéité ou la forme sphérique, nous avons réalisé des mesures de leur état de surface. Pour cela, nous avons mesuré les fronts d'onde (voir annexe A.1.4 page 166) des miroirs grâce à un interféromètre Zygo (Figure 2-12).

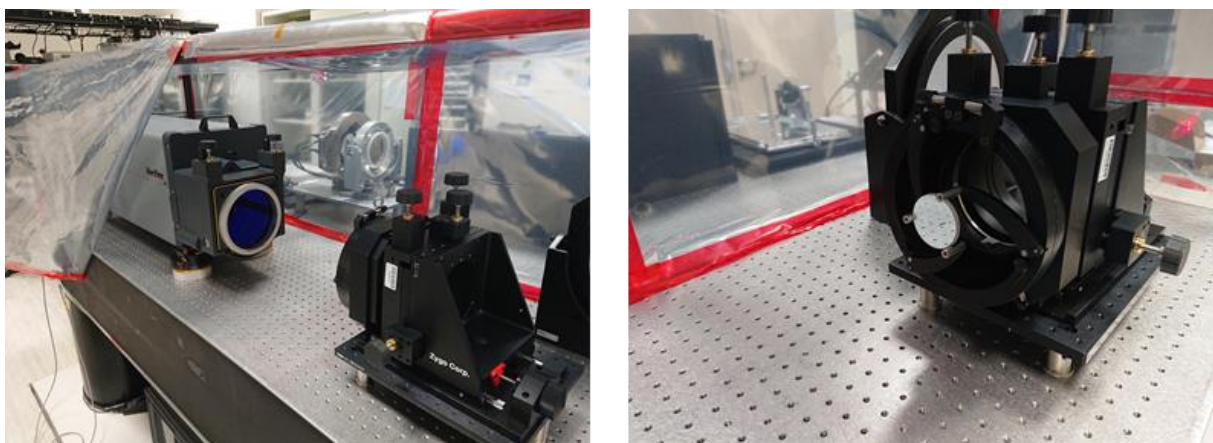


Figure 2-12 - Interféromètre Zygo (à gauche) - Support miroir avec miroir M1 monté face à l'interféromètre. La monture est réglable selon les axes Rx, Ry et Tz, permettant de faire travailler le miroir en mode narcissus (à droite)

Grâce à cette technique, nous pouvons mettre en évidence différents défauts :

- Les défauts de forme, dits défauts de basses fréquences spatiales. Cela correspond à l'écart à la forme globale souhaitée pour la surface. Nous nous intéresserons particulièrement à ces défauts, car ils entraînent des déformations du front d'onde de la lumière et donc créent des aberrations optiques.
- Les ondulations. Il s'agit de défauts de moyennes fréquences spatiales.
- La rugosité (annexe A.1.3, page 166). Il s'agit des défauts de fréquence spatiales élevées, reflétant ainsi la qualité du polissage.
- Les défauts locaux. Il s'agit de rayures, piqûres ou encore défauts de traitement.

La surface idéale d'un front d'onde plan qui est passé au travers d'un instrument convergent est une sphère centrée sur le point focal. L'instrument transforme donc le front d'onde plan en front d'onde sphérique de rayon égal à la focale de l'optique (Figure 2-13). A cause des aberrations, la surface réelle n'est pas un plan ou une sphère parfaite. Il a donc été nécessaire de trouver une méthode pour mettre en équation cette surface afin de pouvoir analyser les écarts qu'elle présente par rapport au plan ou à une sphère idéale.

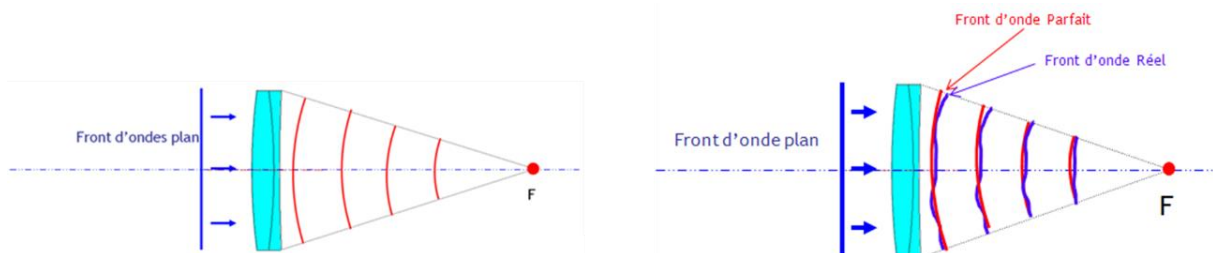
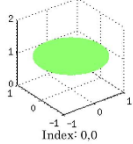
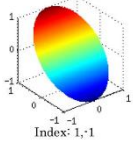
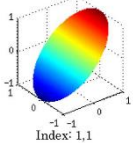
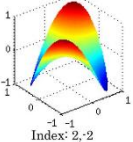
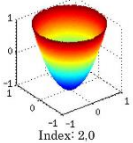
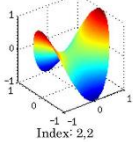
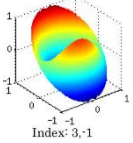
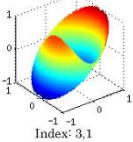


Figure 2-13 - Front d'onde idéal après la traversée d'un dioptré parfait (à gauche) - Front d'onde réel après la traversée d'un dioptré réel (à droite) [46]

Il est possible de modéliser une surface d'onde circulaire issue d'un interféromètre ou d'un analyseur de front d'onde et de la décomposer en une série de polynômes (appelé aussi polynôme de Zernike) correspondant chacun à une aberration élémentaire. Le polynôme est la somme des termes correspondants chacun à un type d'aberration que l'on rencontre couramment en optique (Tableau 10).

Tableau 10 - Liste des premiers polynômes de Zernike et de leur défaut associé [47]

Mode	Index	Equation	Défaut	Figure
Z_0^0	0	1	Piston	
Z_1^{-1}	1	$2r \sin \theta$	Tilt vertical	
Z_1^1	2	$2r \cos \theta$	Tilt horizontal	
Z_2^{-2}	3	$r^2 \sin 2\theta$	Astigmatisme oblique	
Z_2^0	4	$2r^2 - 1$	Défocus	
Z_2^2	5	$r^2 \cos 2\theta$	Astigmatisme vertical	
Z_3^{-1}	7	$(3r^3 - 2r) \sin \theta$	Coma verticale	
Z_3^1	8	$(3r^3 - 2r) \cos \theta$	Coma horizontale	

Où r représente la distance à l'axe optique, et les différents Z_n sont les coefficients de Zernike qui pondèrent chacun des termes. L'ensemble est en coordonnées polaires dans le système (r, θ) .

2.3.1 Miroir plan de scan M0

Le miroir de scan M0 est monté selon la solution de l'auto-centrage par joint torique. Il est donc inséré de manière précontrainte et autocentrée dans son logement. La face avant est mise en appui sur trois arrêts permettant d'assurer sa mise en position et est serrée par trois vis en téflon sur sa face arrière.

Nous avons pu mettre en évidence grâce à une mesure du front d'onde à l'interféromètre Zygo que ce miroir subissait une contrainte mécanique trop importante. La Figure 2-14 permet de visualiser la forme de la surface du miroir. Nous pouvons lire une différence « peak to valley » de [-471 ; 568] nm, c'est-à-dire que la différence entre le point le plus haut et du point le plus bas du plan déformé du miroir est d'environ 1 μm .

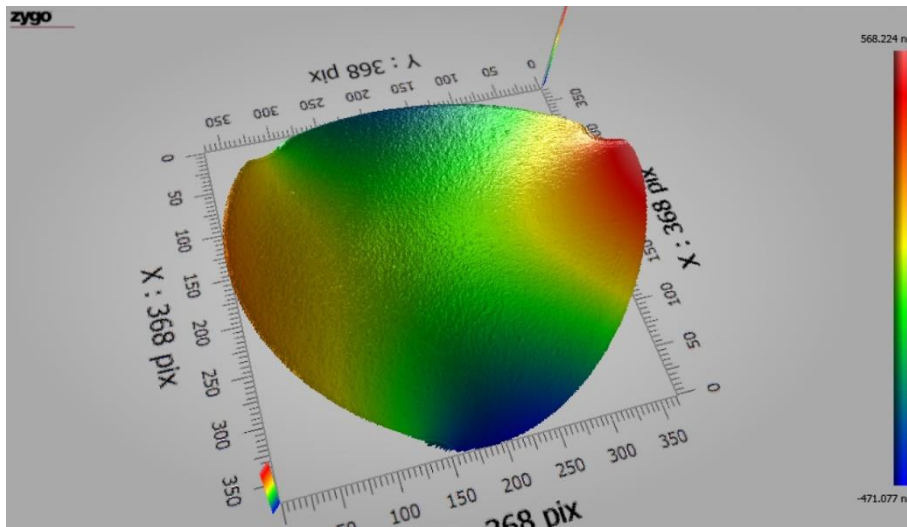


Figure 2-14 - Etat de surface du miroir M0 dans sa monture d'auto-centrage par joint torique avant desserrage des taquets de maintien, mesure réalisé grâce à un interféromètre Zygo

Une autre valeur importante qui peut aussi être extraite est le taux RMS (Root Mean Square), la racine carrée de la moyenne des carrés, qui fournit un lissage de toutes les erreurs du front d'onde et donne une valeur moyenne de l'erreur. Ici, le taux RMS, qui décrit donc une taille de défaut moyen, est exprimé comme le déphasage de l'onde par rapport au front d'onde parfait.

Dans notre cas, le défaut mesuré est de 168 nm pour une onde rouge de longueur d'onde de 632,8 nm. Nous dirons ainsi que l'onde est, à cet endroit, en retard ou en avance de $168/632,8$ d'onde, soit de $1/3,75$ d'onde. Et donc par formalisme, que le défaut est de $\lambda/RMS = \lambda/3,75$.

Nous pouvons alors comparer cette valeur avec les caractéristiques du miroir données dans le Tableau 3, page 46. La planéité attendue est de $\lambda/10$, le miroir est donc effectivement déformé par sa monture.

Pour aller plus loin, nous avons calculé grâce au logiciel du Zygo, les valeurs des différents termes du polynômes de Zernike. Les résultats sont présentés dans le Tableau 11 ci-dessous.

Le mode Z_2^2 est prépondérant dans cette mesure et met en évidence un défaut d'astigmatisme vertical. Après réflexion, nous avons identifié le serrage des taquets en téflon à l'arrière du miroir comme responsable de la déformation de la surface du miroir.

Après desserrage, nous avons fait une seconde mesure dont les résultats sont visibles ci-dessous.

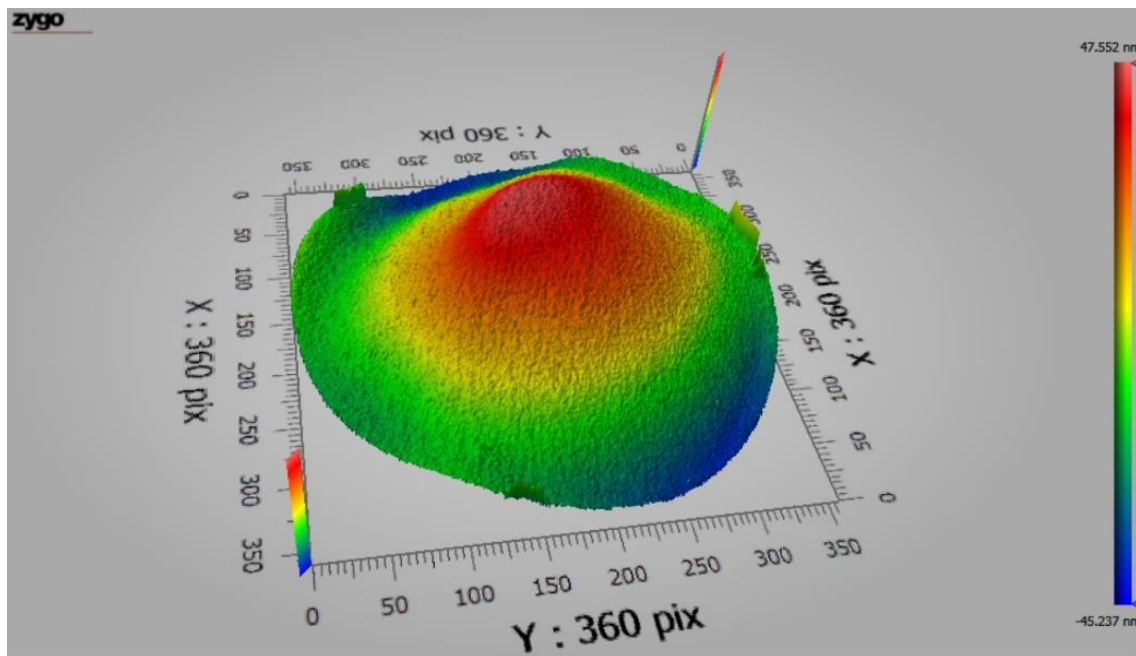


Figure 2-15 - Etat de surface du miroir M0 dans sa monture d'auto-centrage par joint torique après desserrage des taquets de maintien, mesure réalisée grâce à un interféromètre Zygo

Tableau 11 - Résultats de la mesure de l'état de surface M0 grâce à l'interféromètre Zygo, avant et après desserrage

Mode	Termes du polynôme de Zernike	
	Avant desserrage (λ)	Après desserrage (λ)
Z_0^0	0,000	0,000
Z_1^{-1}	0,000	0,000
Z_1^1	0,000	0,000
Z_2^{-2}	-0,041	-0,017
Z_2^0	0,010	-0,051
Z_2^2	-0,631	-0,014
Z_3^{-1}	0,011	-0,004
Z_3^1	-0,010	0,000

Nous confirmons donc qu'après desserrage, le défaut d'astigmatisme vertical n'est plus prédominant. Nous remarquons que le mode prépondérant est à présent le Z_2^0 qui correspond à un défocus. Cela confirme la forme que nous pouvons observer sur la Figure 2-15. Cependant, il est suffisamment faible pour ne pas altérer les mesures. Nous obtenons un $\lambda/RMS = \lambda/20,5$ compatible avec les caractéristiques attendues du miroir. L'intégralité des résultats sont présentés en annexe B.3.1 page 175.

2.3.2 Miroir plan à fente M1

Le miroir M1 est inséré de manière ajustée dans sa bague, la face avant mise en contact avec un épaulement assurant ainsi la mise en position du miroir comme illustré sur la Figure 2-16. Celui-ci est collé en 3 points à 120° dans sa bague grâce à la colle NOA61.

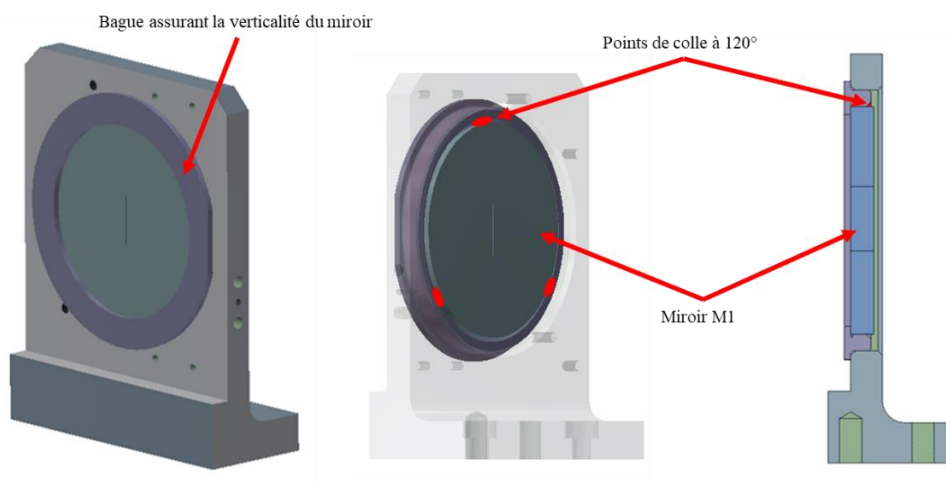


Figure 2-16 - Miroir M1 collé dans sa bague. Le miroir est en appui sur un épaulement au fond de la bague afin d'assurer sa verticalité, il est ensuite collé par trois points de colle répartis à 120° les uns des autres

Afin de contrôler les conditions de photopolymérisation de la colle, nous avons fait un premier état des lieux de l'état de surface de la première face active du miroir grâce au ZYGO. En effet, comme expliqué dans le paragraphe 2.2.2 page 51, la colle NOA61 se pré-durcit durant les premières minutes pendant son exposition aux UV et atteint sa polymérisation maximale une semaine plus tard. Nous avons donc réalisé trois mesures : avant le collage, un jour après le collage et une semaine après le collage.

L'état de surface attendu de la part d'Optique Fichou pour la réalisation de ce miroir est $\lambda/4$ (Tableau 4 page 46).

Mesure avant collage

Nous pouvons retrouver les résultats de la mesure dans l'annexe B.3 page 175. Le miroir répond correctement aux caractéristiques techniques demandées à Optique Fichou (Figure 2-17).

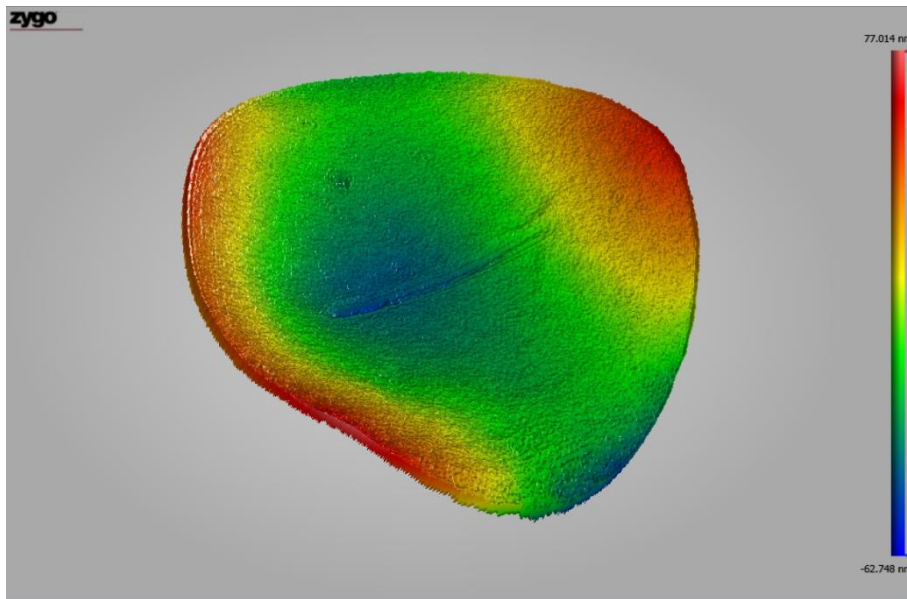


Figure 2-17 - Etat de surface du miroir M1 avant collage, mesure réalisé grâce à un interféromètre Zygo

Premier jour après collage

Dans le cas de la mesure effectuée un jour après collage, le mode Z_2^0 est légèrement prépondérant et met en évidence un défaut de focus (annexe Figure B-12, page 178). Les forces exercées par les trois points de colles contraignent le miroir et le déforme en forme de cratère (Figure 2-18). Cependant, le miroir répond toujours aux exigences.

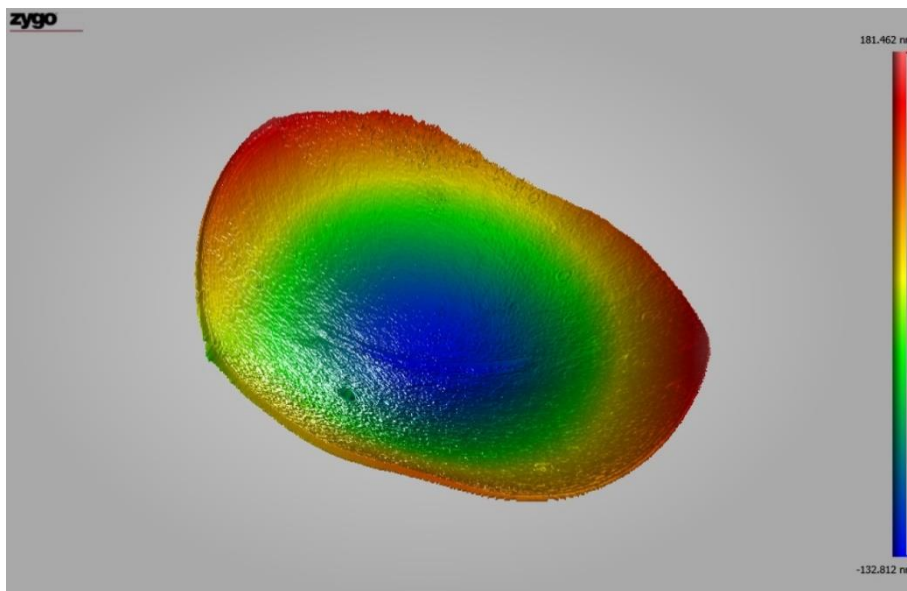


Figure 2-18 - Etat de surface du miroir M1, premier jour après collage, mesure réalisé grâce à un interféromètre Zygo

Une semaine après collage

Une semaine après le collage, le mode Z_2^0 a continué d'évoluer (annexe Figure B-13 page 179) et la forme de cratère s'est également accentuée (Figure 2-19), mais reste toujours compatible avec un état de surface de $\lambda/4$.

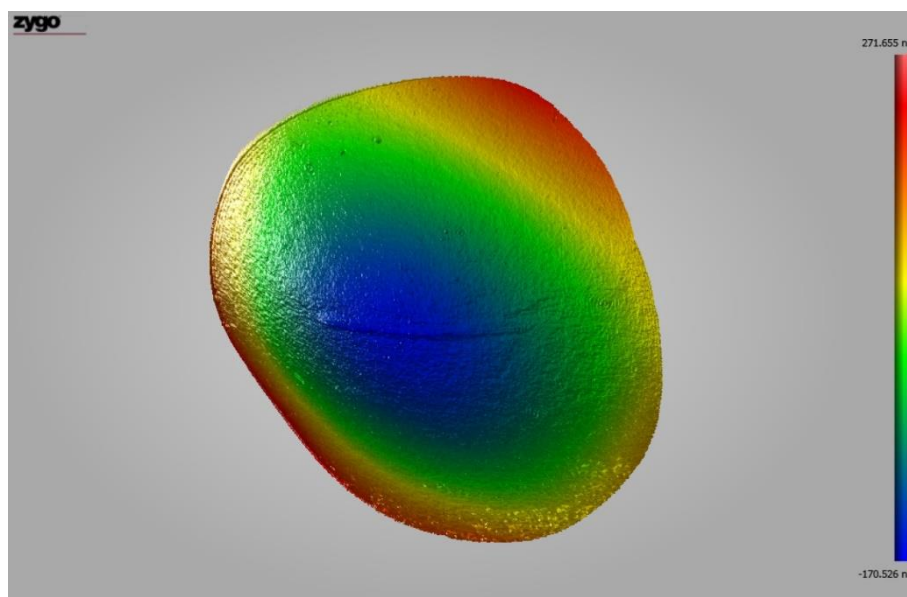


Figure 2-19 - Etat de surface du miroir M1, une semaine après collage, mesure réalisée grâce à un interféromètre Zygo

Le tableau récapitulatif ci-dessous donne les résultats obtenus lors des différentes mesures et met en évidence l'évolution des caractéristiques du miroir M1. L'intégralité des résultats sont présentés en annexe B.3.2 page 177.

Tableau 12 - Tableau récapitulatif miroir M1

	Avant collage	1 jour après collage	1 semaine après collage
PV (nm)	139,762	314,274	442,181
RMS (nm)	23,933	71,940	93,857
λ/RMS	$\lambda/26,4$	$\lambda/8,8$	$\lambda/6,7$
Valeur Z_2^0	27,697	119,058	152,746

2.3.3 Miroir plan percé M4

Etant donné que le miroir M4 est percé en son centre, l'interféromètre Zygo ne nous permet pas de réaliser la même mesure d'état de surface. Nous nous fions donc aux mesures fournies par Optique Fichou (section 2.1.1.6 page 45).

Le miroir M4 est collé dans sa bague, suivant le même montage que pour M1. Cette solution de montage ayant été validée grâce aux mesures réalisées sur le miroir M1, nous considérons que l'état de surface du miroir M4 est compatible avec une planéité de $\lambda/4$.

2.3.4 Miroirs parabolique collimateur M3 et sphérique focalisateur M5

Les mesures fournies dans les annexes B.3.2 page 180 et B.3.4 page 181 nous permettent de confirmer le montage opto-mécanique d'auto-centrage par joint torique pour les miroirs M3 et M5. Ces derniers respectent un ratio diamètre/épaisseur de 6 [48], ce qui explique qu'ils n'aient pas subi de déformation.

2.4 Alignement par bloc

Le souhait d'intégrer l'instrument pour le rendre le plus compact possible nécessite un développement mécanique sur mesure. Nous avons donc travaillé avec une entreprise de conception mécanique DEFI12 pour le design et l'usinage de supports optiques et pièces d'interfaces.

Afin de limiter les dérèglements de l'instrument dus à des vibrations comme lors d'un déplacement, nous avons choisi de minimiser la quantité de réglages possibles. Nous avons donc défini les types de liaisons mécaniques indispensables ainsi que les degrés de liberté à conserver en fonction de la procédure d'alignement des optiques préalablement établie.

La solution d'alignement par bloc permet de pré-aligner certaines optiques entre elles au sein d'un même bloc, puis d'aligner les blocs entre eux. Une plaque de référence permet d'assurer le plan optique global. Sur celle-ci reposent cinq blocs optiques. Pour chacun d'entre eux, la solution est équivalente : une pièce d'interface en contact sur la plaque de référence qui supporte sa ou ses montures opto-mécaniques comprenant les optiques.

2.4.1 Notion de MIP et MAP

Les notions mécaniques de MIP (pour MIse en Position) et MAP (pour MAintien en Position) permettent de différencier les fonctions de pièces d'interfaces comme les goupilles, les écrous, les boulons ou encore les vis.

La MIP est obtenue à l'aide de pièces mécaniques usinées avec une grande précision. Elle est souvent assurée à l'aide de goupilles (alésage précis) dans des trous de références (perçage précis). Leur montage peut être glissant pour assurer des mouvements ou en force pour figer le montage.

Les vis, les écrous et les boulons présents dans le montage qui va suivre permettent d'assurer le MAP. Ce sont des éléments de serrage qui ne permettent pas la mise en position d'une pièce. Le MAP sert à exercer un effort afin que la pièce ne quitte pas sa MIP.

Le système mécanique suit scrupuleusement cette méthode et chacun des blocs ou montures opto-mécaniques présentent une MIP puis un MAP.

2.4.2 Plan optique

Une plaque en aluminium usinée avec une précision de $100\ \mu\text{m}$ (surface gris clair sur la Figure 2-20) sert de plan de référence pour le plan optique. A cette plaque s'ajoutent les chaînes de cotes des différentes interfaces et supports opto-mécaniques, usinés pour un tolérancement de $\pm 10\ \mu\text{m}$. *In fine* le centre de chaque optique, et donc le plan optique, est situé entre deux plans imaginaires séparés d'un intervalle de $\pm 120\ \mu\text{m}$, comme schématisé sur la Figure 2-21.

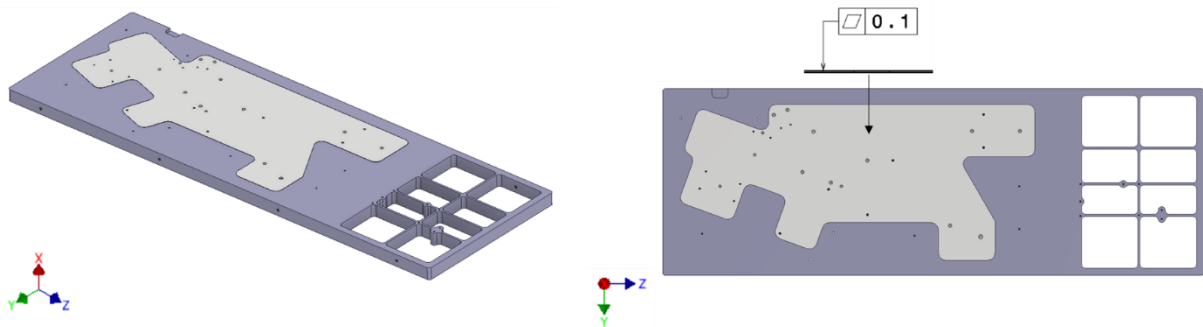


Figure 2-20 - Plaque d'aluminium assurant une référence pour le plan optique

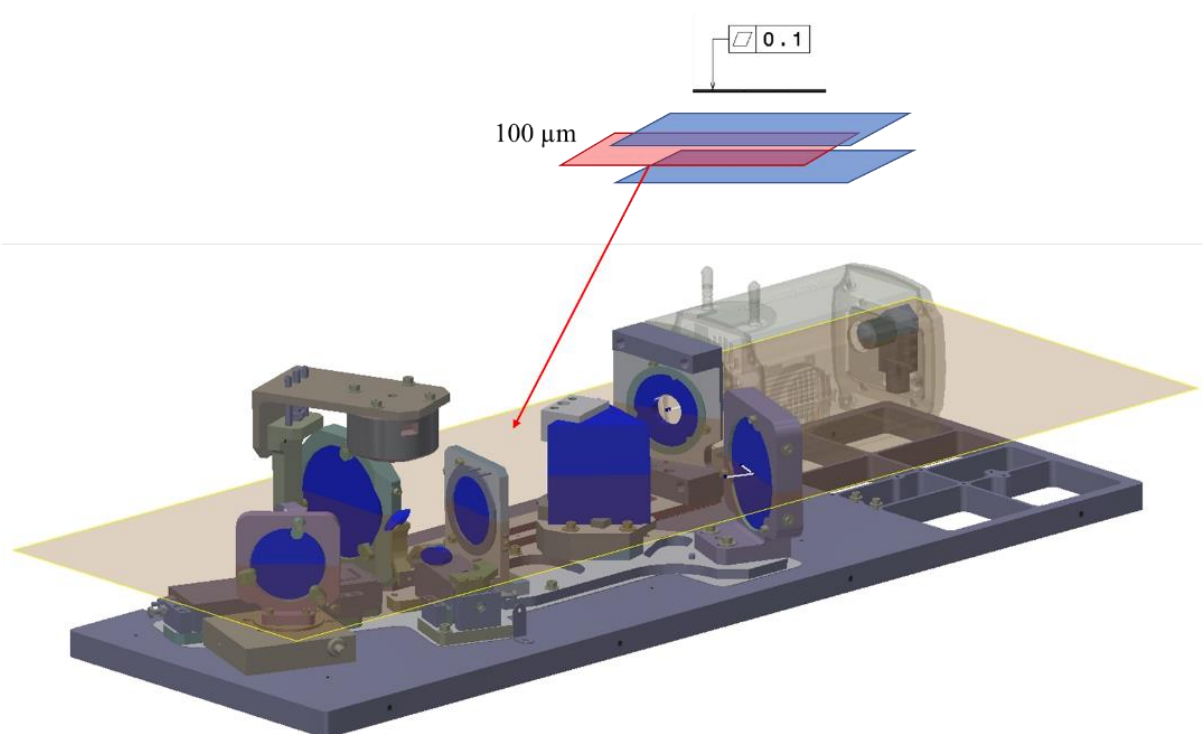


Figure 2-21 - Représentation du plan optique (plan rouge) compris dans un intervalle de $\pm 100\ \mu\text{m}$ (plans bleus)

2.4.3 Réglages des blocs

En laboratoire, les montures opto-mécaniques génériques avec trois points de réglages permettent des

réglages en : $\begin{pmatrix} / & R_x \\ / & R_y \\ T_z & / \end{pmatrix}$, comme représenté sur la Figure 2-22.

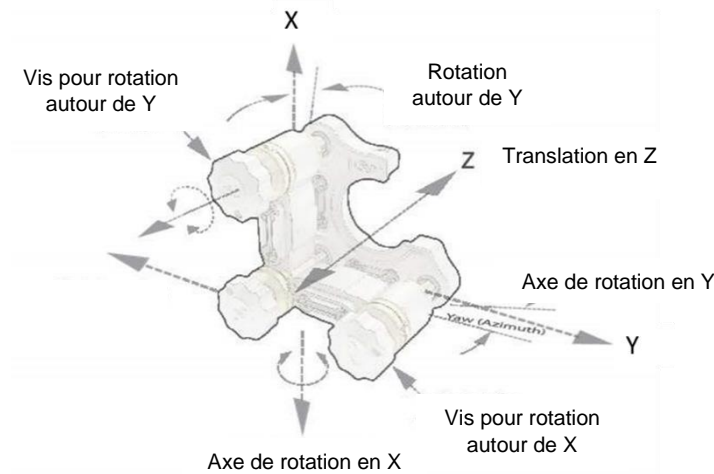


Figure 2-22 - Monture opto-mécanique type laboratoire [49]

Comme évoqué plus haut, nous avons préalablement écrit la procédure d’alignement en fonction des capacités de précisions de l’usinage des pièces. Or, comme nous pouvons théoriquement assurer le plan optique, c’est-à-dire que chaque centre des optiques est confondu dans le même plan, nous avons décidé de supprimer le réglage en R_x et T_y , DEFI12 a pu assurer un plan optique de $\pm 120 \mu\text{m}$.

2.4.3.1 Bloc 1

Le bloc 1 est articulé autour du miroir M1. Ce bloc contient le miroir parabolique M3 ainsi que le prisme. Ces trois optiques reposent sur la même interface. La droite passant par les centres de M1 et de M3 est considérée comme l’axe optique et les réglages seront basés sur cette hypothèse.

Interface du bloc 1

L’interface du bloc 1 est fixe. Sur celle-ci est positionnée la monture de M1 qui sera fixe elle aussi (Figure 2-23).

- $MIP_{\text{interface}}$: l’interface se positionne sur la plaque de référence à l’aide de deux goupilles de positionnement, toutes deux montées serrées dans l’interface.
- $MAP_{\text{interface}}$: l’interface est maintenue en position à l’aide de deux vis de serrage traversant l’interface et se vissant sur la plaque de référence.

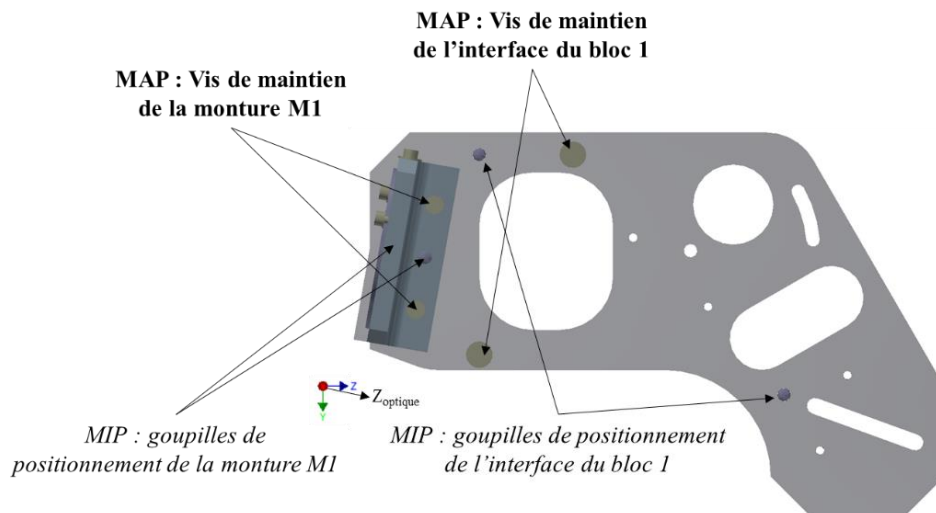


Figure 2-23 - Positionnement et maintien de l'interface du bloc 1 et de la monture de M1

Miroir M1

Le miroir M1 représente la référence mécanique du système. Il est collé dans une bague ajustée qui est elle-même insérée dans une monture. Coller M1 dans une bague permet de pivoter cette dernière dans sa monture, offrant ainsi un réglage en rotation afin d'orienter la fente verticalement (Figure 2-24).

- $MIP_{monture}$: la monture se positionne sur la plaque d'interface du bloc 1 à l'aide de deux goupilles de positionnement montées serrées dans la monture.
- $MAP_{monture}$: la monture est maintenue en position à l'aide de deux vis de serrage traversant la monture et se vissant sur l'interface du bloc 1.
- MIP_{bague} : le diamètre extérieur et celui de la monture de la bague ont été usinés de manière ajustée, afin d'assurer un montage glissant permettant de pivoter la bague dans sa monture tout en garantissant le centrage du miroir.
- MAP_{bague} : après réglage de la fente de M1, la bague est maintenue en position à l'aide de deux vis de serrage.
- MIP_{M1} : le fabricant du miroir M1 a fourni le rapport métrologique du miroir, nous connaissons ainsi le diamètre réel de ce dernier. Le diamètre intérieur de la bague a été usiné précisément pour accueillir le miroir, qui sera ensuite collé. Un épaulement dans la bague permet de plaquer le miroir verticalement.
- MAP_{M1} : le maintien en position du miroir M1 est obtenu par collage en trois points (section 2.2.2, page 51).

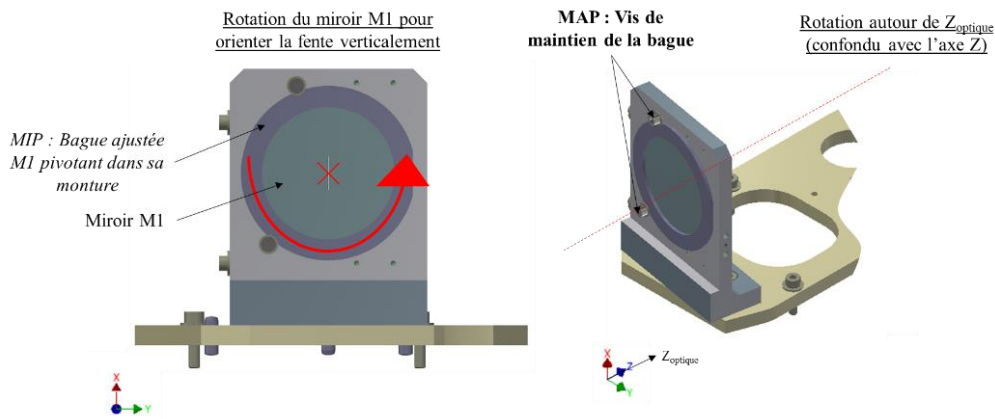


Figure 2-24 - Réglage et degrés de liberté du miroir M1. La bague dans laquelle est collée M1 peut pivoter, permettant le réglage vertical de la fente.

Miroir M3

Le miroir M3 est autocentré dans sa monture (section 2.2.1, page 50). Cette monture offre un degré de réglage en translation selon l'axe optique ($Z_{optique}$) qui permet d'ajuster le focus du miroir, mais aussi de rattraper un possible défocus du miroir M5 discuté plus en détail dans la section 2.5.6 (Figure 2-25).

- MIP_{M3} / MAP_{M3} : le miroir M3 est autocentré dans sa monture (section 2.2.1, page 50).
- $MIP_{monture}$: la mise en position de la monture est assurée par deux goupilles montées serrées dans celle-ci. La monture peut translater à l'aide de ces deux goupilles le long d'une gorge dans l'interface du bloc 1.
- $MAP_{monture}$: après réglage de la monture M3 (focus), deux vis permettent de maintenir la monture en position en se vissant sur l'interface du bloc 1.

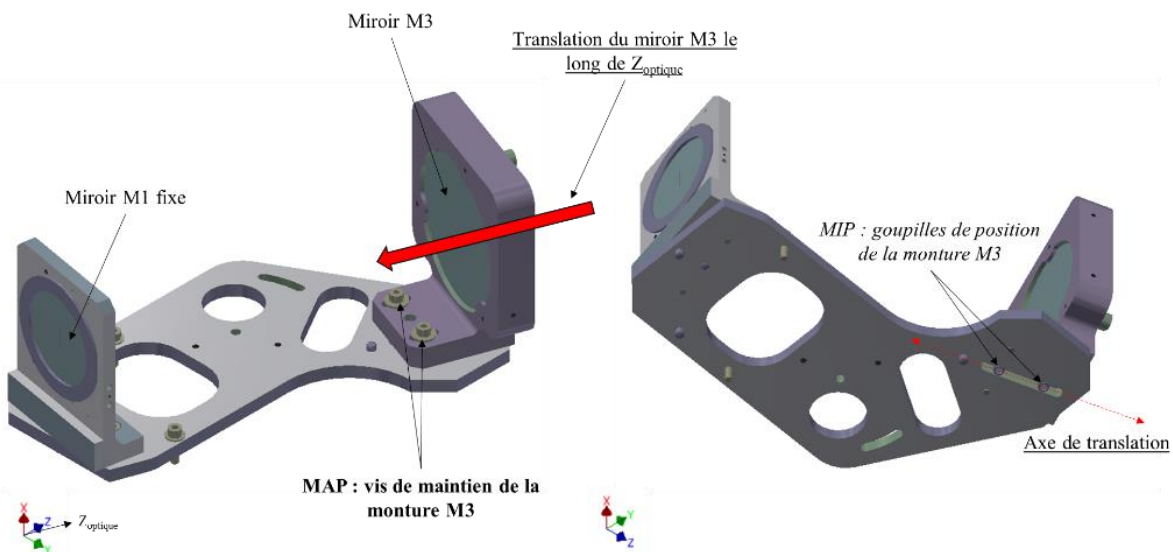


Figure 2-25 - Réglage et degré de liberté du miroir M3. La monture opto-mécanique dans laquelle est insérée M3 offre un réglage en translation le long de l'axe optique, permettant le réglage en focus du miroir.

Prisme

Le prisme repose sur sa monture et se place sans réglage nécessaire sur celle-ci (Figure 2-26).

- MIP_{prisme} : un taquet plan et un taquet ponctuel permettent d'assurer le positionnement du prisme sur sa monture.
- MAP_{prisme} : deux vis pousoirs à l'arrière plaquent le prisme sur les taquets plan et ponctuel de référence. Une équerre plaque le prisme verticalement sur sa monture.

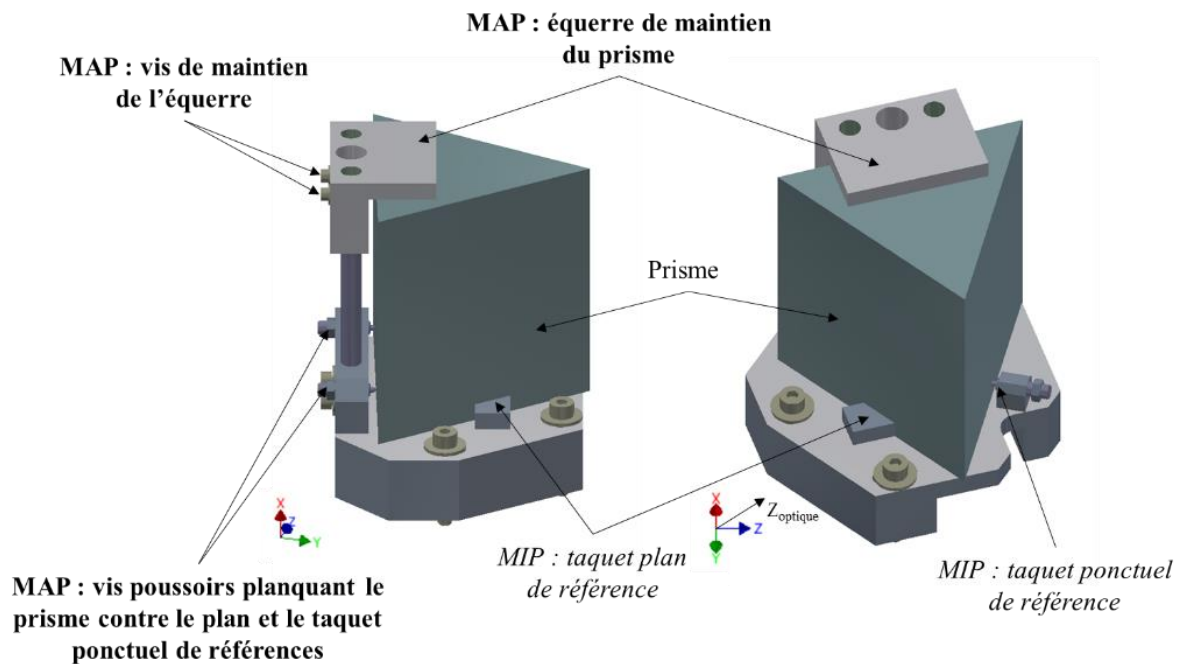


Figure 2-26 - Solution mécanique d'auto-placement du prisme sur sa monture. Le prisme est plaqué contre un plan et un point de référence, assurant son positionnement. Une équerre permet de plaquer verticalement le prisme sur sa base.

Le support du prisme offre un réglage en rotation, permettant ainsi de faire pivoter le prisme autour d'un axe vertical passant par le centre de la première face de travail de celui-ci. Cette rotation, assurée par deux goupilles (Figure 2-27), permet d'orienter le prisme afin d'atteindre son minimum de déviation [50] (section 2.5.4, page 75).

- MIP_{monture} : la mise en position est assurée par deux goupilles montées serrées dans la monture du prisme. La monture peut pivoter autour d'un axe de rotation passant par la goupille centrale montée glissante dans l'interface du bloc 1 et est guidée en rotation par la seconde goupille le long d'une gorge en forme d'arc de cercle dans l'interface du bloc 1.
- MAP_{monture} : après réglage de la monture du prisme, deux vis permettent de maintenir la monture en position en se vissant sur l'interface du bloc 1.

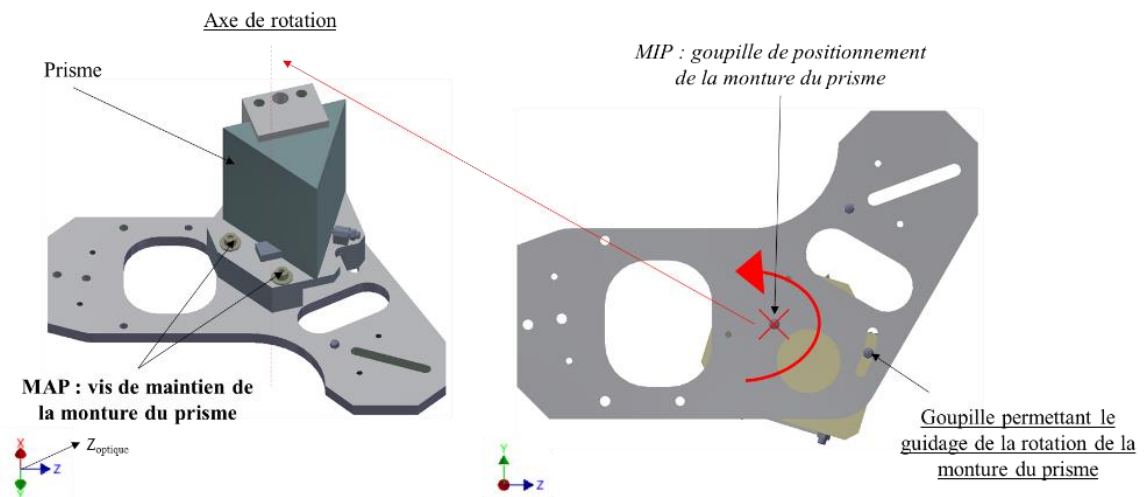


Figure 2-27 - Réglage et degré de liberté du prisme. Le support du prisme pivote autour d'un axe vertical passant par le centre de la première face active du prisme, permettant de régler le minimum de déviation du prisme.

2.4.3.2 Bloc 2

Le bloc 2 supporte la platine de translation et le miroir M2 (Figure 2-28).

Interface du bloc 2

L'interface offre un degré de liberté en rotation autour de l'axe vertical passant par le centre du miroir sphérique M2. Ce réglage permet d'orienter le retour du miroir M2 sur la fente du miroir M1 (Figure 2-28).

- $MIP_{interface}$: l'interface se place sur la plaque de référence à l'aide de deux goupilles. La monture peut pivoter autour d'un axe de rotation passant par la goupille centrale montée glissante dans l'interface du bloc 2 et est guidée en rotation par la seconde goupille le long du gorge en forme d'arc de cercle dans l'interface du bloc 2.
- $MAP_{interface}$: après réglage de l'interface du bloc 2, deux vis permettent de maintenir l'interface en position en se vissant dans la plaque de référence.

Platine de translation

La platine de translation peut être déplacée librement sur son support permettant de centrer M2 sur l'axe optique (la droite traversant les centres de M1, M2 et M3). Une fois le réglage atteint, nous figeons le placement de la platine à l'aide de cales pelables entre la platine et des taquets de positionnement (Figure 2-28).

- MIP_{platine} : la platine est positionnée à l'aide de trois taquets de positionnement. Il est possible d'ajouter des cales pelables entre ces taquets et la platine de translation afin de régler son positionnement sur l'interface du bloc 2.1
- MAP_{platine} : deux vis permettent de maintenir la platine de translation contre les taquets de positionnement.

Miroir M2

Le miroir M2 est autocentré dans sa monture et est fixé au chariot de la platine de translation qui permettra de réaliser le focus de la scène.

- MIP_{M2} / MAP_{M2} : le miroir M2 est autocentré dans sa monture (section 2.2.1, page 50).
- MIP_{monture} : Deux cimblots sont vissés sur le chariot de la platine de translation. La monture est positionnée et montée de manière ajusté sur ces deux cimblots.
- MAP_{monture} : deux vis permettent de maintenir la monture en position sur le chariot de la platine de translation.

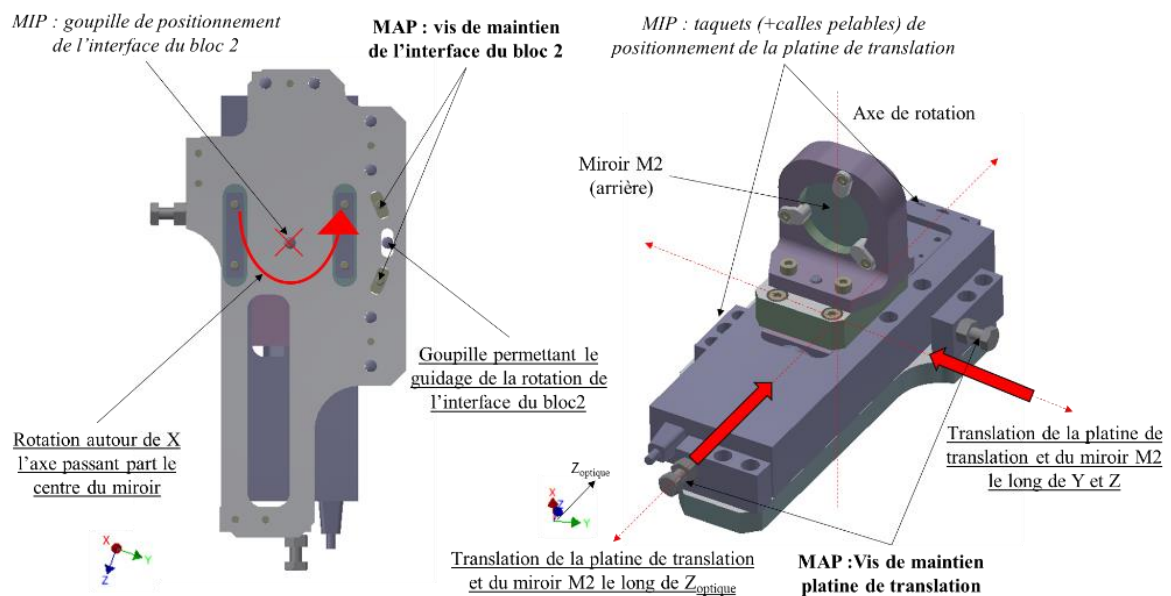


Figure 2-28 - Réglage et degré de liberté de la platine de translation et du miroir M2. L'ensemble peut pivoter autour de l'axe vertical passant par le centre du miroir M2 et translater sur le support pour confondre le centre du miroir M2 avec l'axe optique.

2.4.3.3 Bloc 3

Le bloc 3 est composé de la platine de rotation et du miroir M0.

Miroir M0

Le miroir M0 se positionne sur la plaque de référence à l'aide d'une goupille de positionnement montée serrée dans la monture M0. Cette goupille, glissante dans la plaque de référence, permet d'assurer la rotation du miroir M0. Cet axe vertical passe par le centre de la face active du miroir M0. La monture M0 est fixée à la platine de rotation, ainsi, quand celle-ci pivote, elle entraîne le miroir M0 pour le scan (Figure 2-29).

- MIP_{M0} / MAP_{M0} : le miroir M0 est autocentré dans sa monture (section 2.2.1, page 50).
- $MIP_{monture}$: la monture se positionne grâce à une goupille montée serrée dans celle-ci et glissante dans la plaque de référence.
- $MAP_{monture}$: la monture est fixée par quatre vis sur la platine de rotation.
- $MIP_{platine}$: la platine n'a pas de MIP définie, son rôle étant seulement d'entraîner le miroir M0.
- $MAP_{platine}$: la platine est fixée directement au plan de référence par quatre vis.

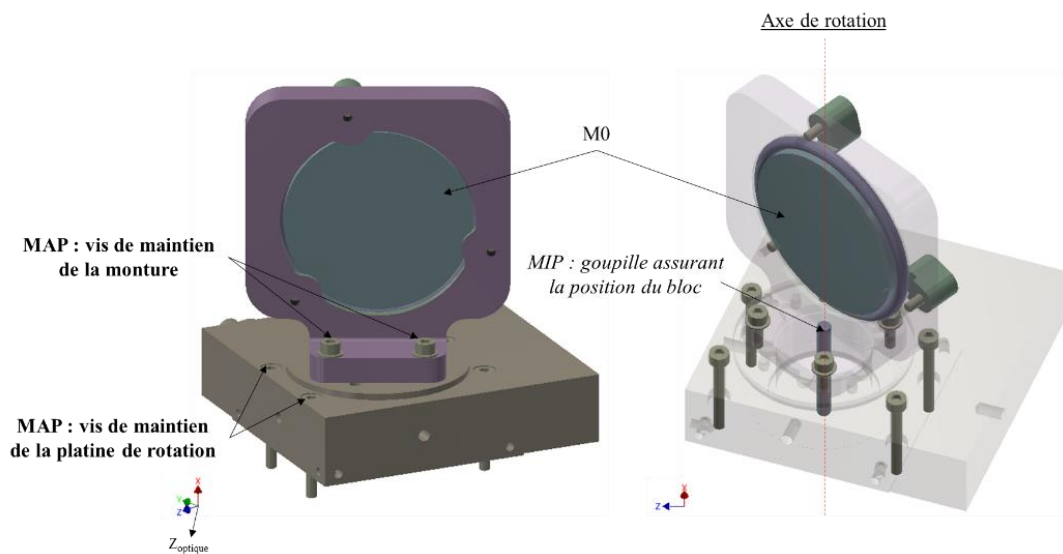


Figure 2-29 - Positionnement du miroir M0 et de la platine de rotation. La platine de rotation permet de faire pivoter le miroir de scan M0.

2.4.3.4 Bloc 4

Le bloc 4 contient le miroir de renvoi M4, le miroir focalisateur M5 et la caméra CCD. Les deux optiques reposent sur la même interface, et la caméra CCD est maintenue en porte-à-faux par la monture du miroir M4.

Interface du bloc 4

L'interface du bloc 4 offre un degré de liberté en rotation autour de l'axe vertical passant par le centre du miroir M4. Ce réglage permet d'orienter le retour du miroir M4 sur le centre du miroir M5 (Figure 2-30).

- $MIP_{interface}$: l'interface se positionne sur la plaque de référence à l'aide de deux goupilles. L'interface peut pivoter autour d'un axe de rotation passant par une première goupille montée glissante dans la plaque de référence et est guidée en rotation par la seconde goupille le long d'une gorge en forme d'arc de cercle dans la plaque de référence.
- $MAP_{interface}$: après réglage de l'interface du bloc 4, deux vis permettent de maintenir la monture en position en se vissant dans la plaque de référence.

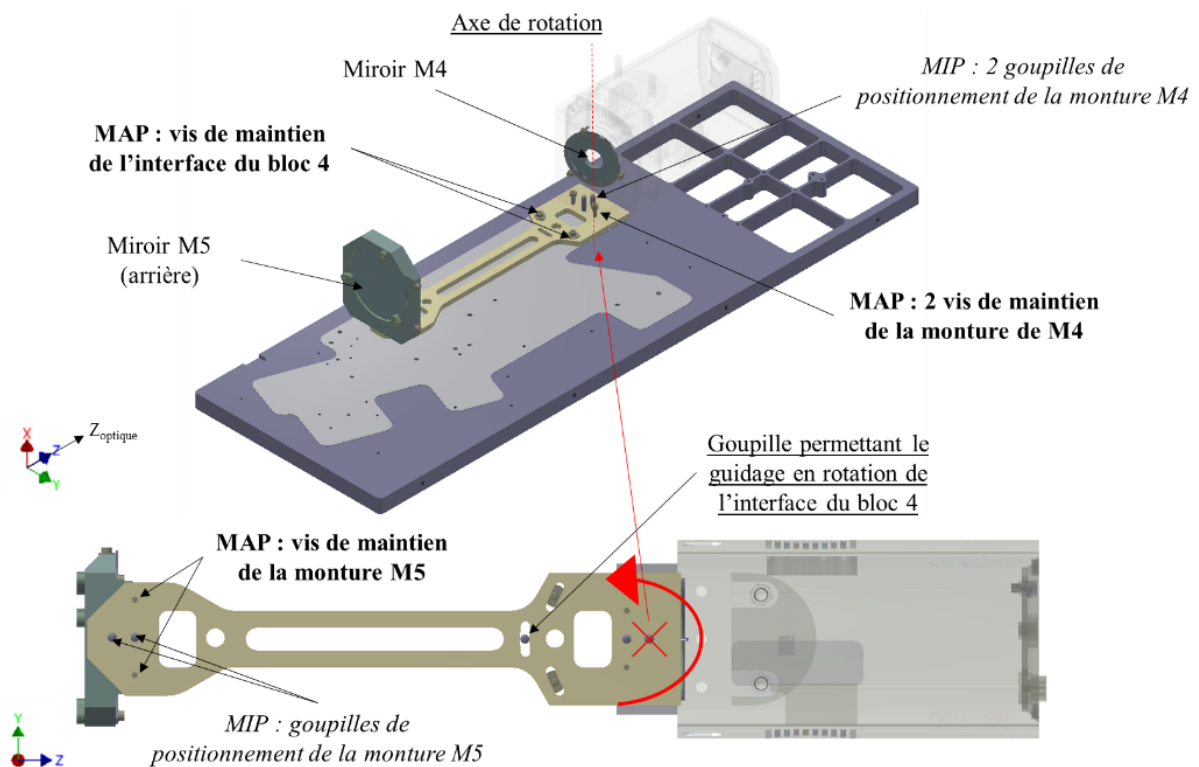


Figure 2-30 - Réglage et degré de liberté du bloc 4. L'ensemble peut pivoter autour de l'axe vertical passant par le centre du miroir M4.

Miroir M4

Le miroir percé M4 est collé dans une bague ajustée qui est elle-même insérée dans une monture. Coller M4 dans une bague permet de pivoter cette dernière dans sa monture, offrant ainsi un réglage en rotation permettant d'orienter le trou face au capteur CCD (Figure 2-31).

- MIP_{M4} : le fabricant du miroir M4 a fourni le rapport métrologique du miroir, nous connaissons ainsi précisément le diamètre de ce dernier. Le diamètre intérieur de la bague a été usiné précisément pour accueillir le miroir.
- MAP_{M4} : le maintien en position du miroir M4 est obtenu par collage en trois points (section 2.2.2, page 51).

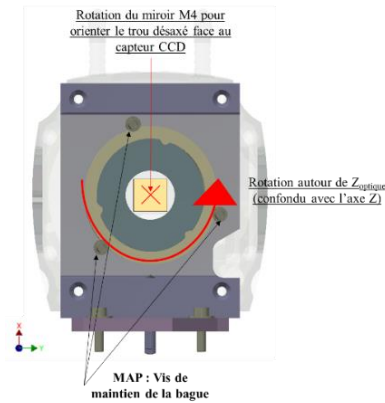


Figure 2-31 - Réglage et degré de liberté du miroir M4. La bague dans laquelle est collée M4 peut pivoter, permettant le réglage du trou face au capteur CCD.

- MIP_{bague} : le diamètre extérieur et celui de la monture de la bague ont été usinés de manière ajustée, afin d'assurer un montage glissant permettant de pivoter la bague dans sa monture tout en garantissant le centrage du miroir.
- MAP_{bague} : après réglage du trou du miroir M4, la bague est maintenue en position à l'aide de trois vis de serrage.

Miroir M5

Le miroir M5 est autocentré dans sa monture. Cette dernière est figée malgré une forte imprécision du focus de M5 (Tableau 9, page 49). En effet, comme précisé dans la section 2.4.3.1 page 62, la translation du miroir M3 permet de rattraper le défocus de M5.

- $MIP_{monture}$: la monture se positionne sur la plaque d'interface du bloc 4 à l'aide de deux goupilles de positionnement, toutes deux montées serrées dans la monture.
- $MAP_{monture}$: la monture est maintenue en position à l'aide de deux vis de serrage traversant la monture et se vissant sur l'interface du bloc 4.

Caméra CCD

La caméra CCD est fixée en porte-à-faux à la monture M4. A l'arrière de la monture M4, une surface circulaire de référence a été usinée (image de gauche de la Figure 2-32) afin de se positionner dans le renflement circulaire de la caméra CCD (image de droite de la Figure 2-32). Pour accéder à ce renflement, nous avons dû retirer l'obturateur de la caméra.

- MIP_{CCD} : la caméra repose sur la surface de mise en position usinée sur la monture de M4.
- MAP_{CCD} : la caméra est maintenue en position à l'aide de quatre vis de maintien traversant la monture de M4 et se vissant dans la caméra.

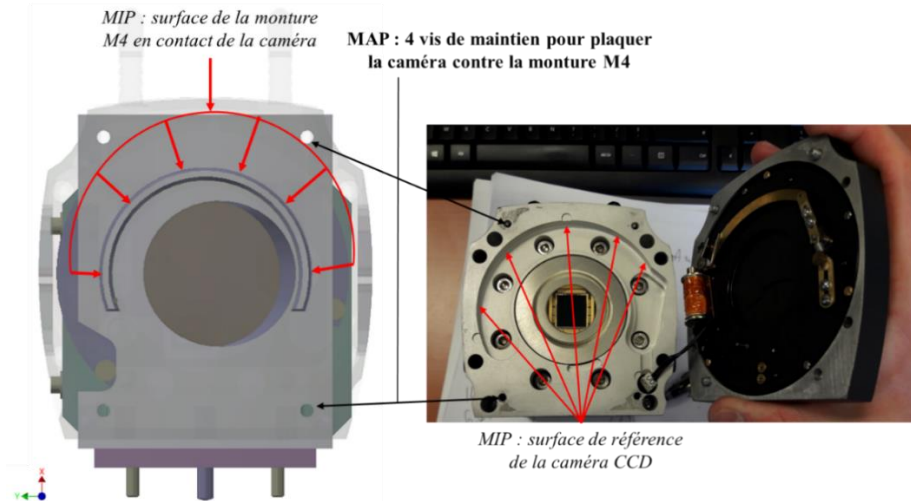


Figure 2-32 - Maintien de la caméra CCD contre la monture de M4. La caméra (image de droite) repose sur une surface de référence en forme d'arc de cercle usiné dans M4 (image de gauche) afin d'assurer sa position.

2.4.3.5 Bloc 5

Le bloc 5 supporte la caméra de visualisation ainsi que le moteur de rotation équipé du miroir de renvoi M6 qui permet la visualisation de la scène.

Interface du bloc 5

- $MIP_{interface}$: l'interface se positionne sur la plaque de référence à l'aide de deux goupilles de positionnement, toutes deux montées serrées dans l'interface.
- $MAP_{interface}$: l'interface est maintenue en position à l'aide de deux vis de serrage traversant l'interface et se vissant sur la plaque de référence.

Caméra CMOS

La caméra CMOS de visualisation est supportée par un ensemble mécanique que nous appellerons équerre. Celle-ci permet le réglage en focus de la caméra CMOS afin d'ajuster le chemin optique M2-M6-CMOS pour qu'il soit égal au chemin optique M2-M1 (Figure 2-33).

- $MIP_{équerre}$: l'équerre se positionne sur la plaque de référence à l'aide de deux goupilles de positionnement, toutes deux montées serrées dans le pied de l'équerre.
- $MAP_{équerre}$: l'équerre est maintenue en position à l'aide de deux vis de serrage traversant le pied et se vissant sur la plaque de référence.

La caméra CMOS est fixée sur l'équerre et vise le miroir M6 :

- MIP_{CMOS} : il n'y a pas de mise en position de la caméra CMOS, nous rattrapons le positionnement grâce au degré de liberté du moteur de rotation.
- MAP_{CMOS} : la caméra CMOS est maintenue sur l'équerre à l'aide de quatre vis de serrage.

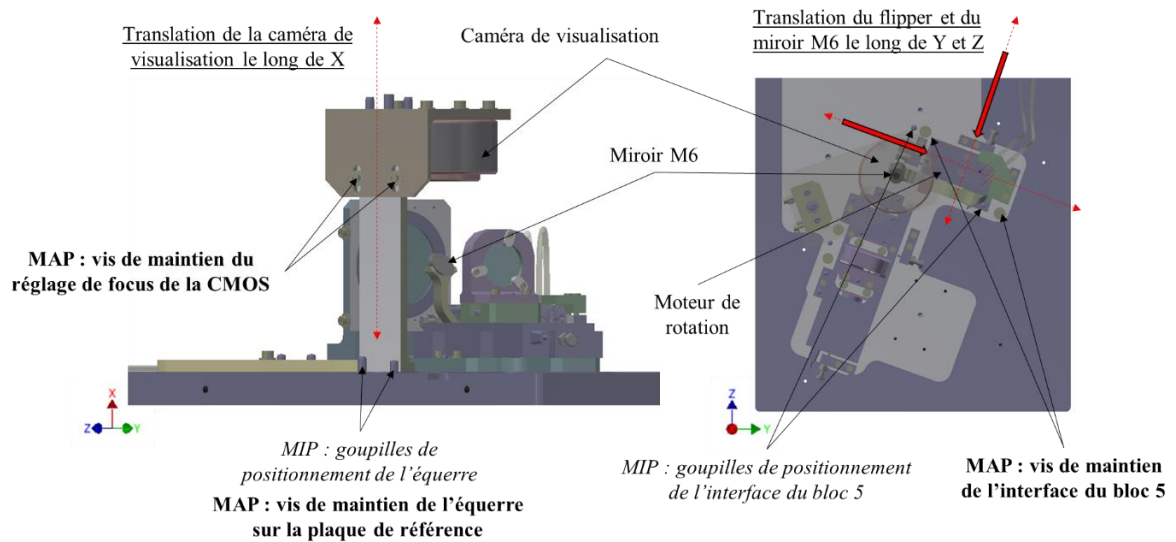


Figure 2-33 - Réglage et degré de liberté du miroir M6 et de la caméra de visualisation.

Moteur de rotation

Le moteur de rotation repose sur la plaque d'interface du bloc 5 (Figure 2-34).

- MIP_{moteur} : le moteur est positionné à l'aide de deux taquets de positionnement. Il est possible d'ajouter des cales pelables entre ces taquets et le moteur de rotation afin de régler son positionnement sur l'interface du bloc 5.
- MAP_{moteur} : deux vis permettent de maintenir le moteur contre les taquets de positionnement, et deux vis supplémentaires permettent de le plaquer verticalement sur l'interface

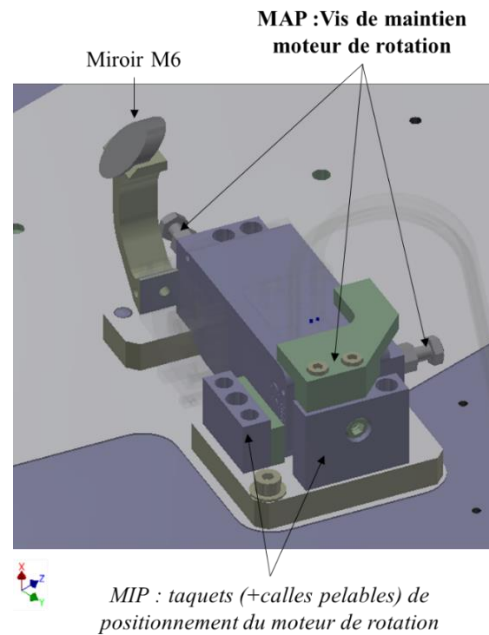


Figure 2-34 - Maintien du moteur de rotation sur l'interface du bloc 5, offrant un réglage une translation sur l'interface pour aligner M6 et la caméra CMOS

Miroir M6

Le miroir M6 est entraîné par le moteur de rotation.

- MIP_{M6} : le miroir M6 est plaqué sur sa monture qui reprend sa forme. Sa monture assure un angle de 45° permettant de renvoyer le flux de la caméra CMOS montée sur l'équerre.
- MAP_{M6} : Le miroir est collé sur sa monture.

2.5 Procédure d'alignement

Nous avons imaginé la procédure d'alignement optimale limitant au maximum les réglages possibles. Celle-ci repose sur l'utilisation de blocs permettant d'aligner plusieurs composants (moteurs, optiques) en même temps pour des degrés de libertés limités. Nous sommes partis du postulat que le plan optique était assuré, permettant ainsi de supprimer les réglages verticaux (T_x et R_y).

2.5.1 Matérialiser l'axe optique

Afin de matérialiser l'axe optique (Figure 2-36), nous utilisons un laser Hélium Néon (longueur d'onde de 632 nm). Il permet de pointer les centres de miroir et de nous aider à régler et confirmer le bon positionnement des optiques.

Afin d'aligner le premier bloc, nous injectons le laser entre le miroir M1 et le miroir M3 qui est équipé d'une mire afin de matérialiser son centre. Pour nous affranchir des autres blocs, nous utilisons un miroir temporaire. L'objectif est d'injecter le laser comme s'il traversait le chemin optique normalement via l'entrée de l'instrument. Pour cela, nous devrions placer la source laser derrière M1 afin qu'elle traverse la fente et atteigne la mire du miroir M3. Mais pour des raisons de place à l'intérieur de l'instrument, nous injectons le laser depuis le prisme comme si la lumière réalisait le chemin inverse dans l'instrument (Figure 2-35).

Nous jouons sur les degrés de liberté offerts par les vis de réglage micrométriques du support du laser et du miroir temporaire comme indiqué dans le Tableau 13.

Tableau 13 - Degrés de liberté du laser et miroir temporaire

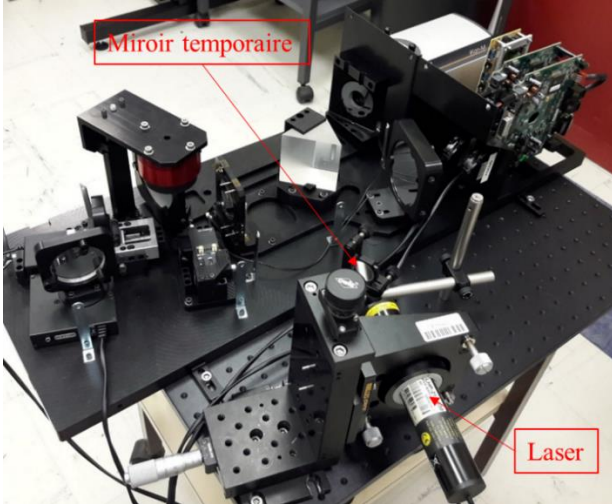
Laser	$\begin{pmatrix} / & R_x \\ / & R_y \\ / & / \end{pmatrix}$	
Miroir temporaire	$\begin{pmatrix} / & R_x \\ / & R_y \\ T_z & / \end{pmatrix}$	

Figure 2-35 - Montage du laser HeNe au moment de l'injection entre M1 et M3 via le miroir temporaire

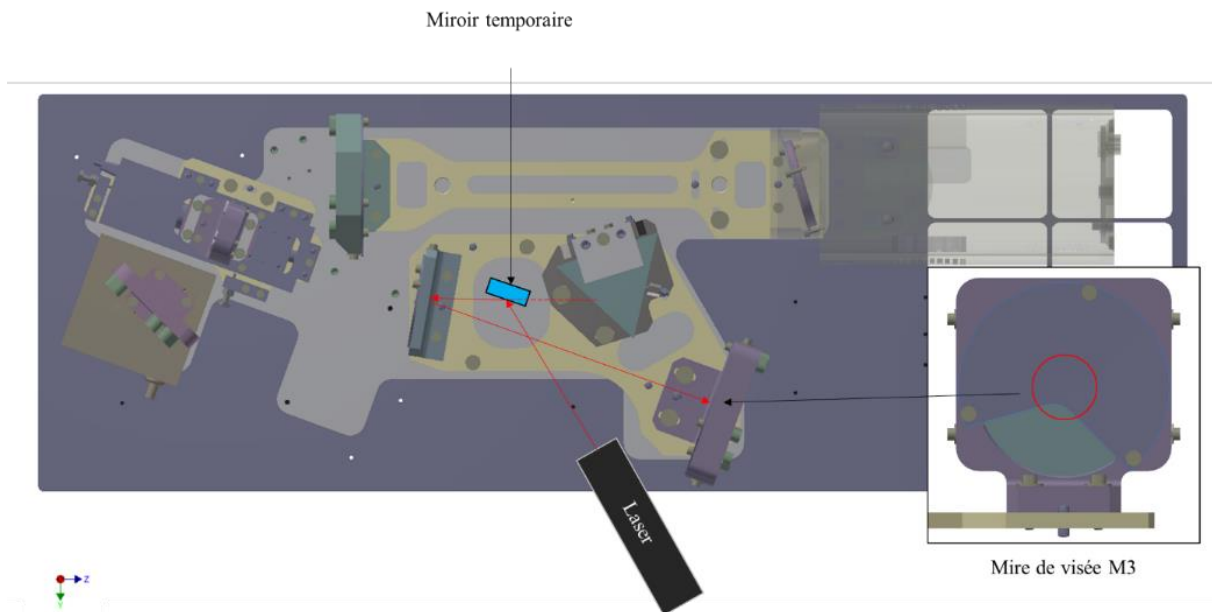


Figure 2-36 - Matérialisation de l'axe optique à l'aide d'un laser et d'un miroir temporaire entre M1 et M3

2.5.2 Installer M2 colinéaire à l'axe optique

Une fois que l'axe optique est matérialisé et passe correctement dans les centres de M1 et M3, nous pouvons retirer la mire de visée de M3. L'objectif est maintenant d'aligner le bloc 2 afin de centrer le miroir M2, équipé à son tour d'une mire, sur l'axe optique (Figure 2-37).

- Positionner le chariot de la platine supportant M2 en position SWD (distance M2/M1 la plus grande) en centrant le laser sur la mire grâce aux degrés de liberté en translation.
- Positionner le chariot de la platine supportant M2 en position LWD (distance M2/M1) la plus grande afin de confirmer que le laser reste centré sur la mire après la translation de M2
- Retirer la mire M2
- Positionner le chariot de la platine supportant M2 en position SWD, et pivoter le bloc 2 afin de centrer le retour du spot du laser sur lui-même (au niveau de la fente M1). Le spot est assez large.
- Positionner le chariot de la platine supportant M2 en position LWD afin de confirmer que le laser reste centré sur son origine après la translation de M2.

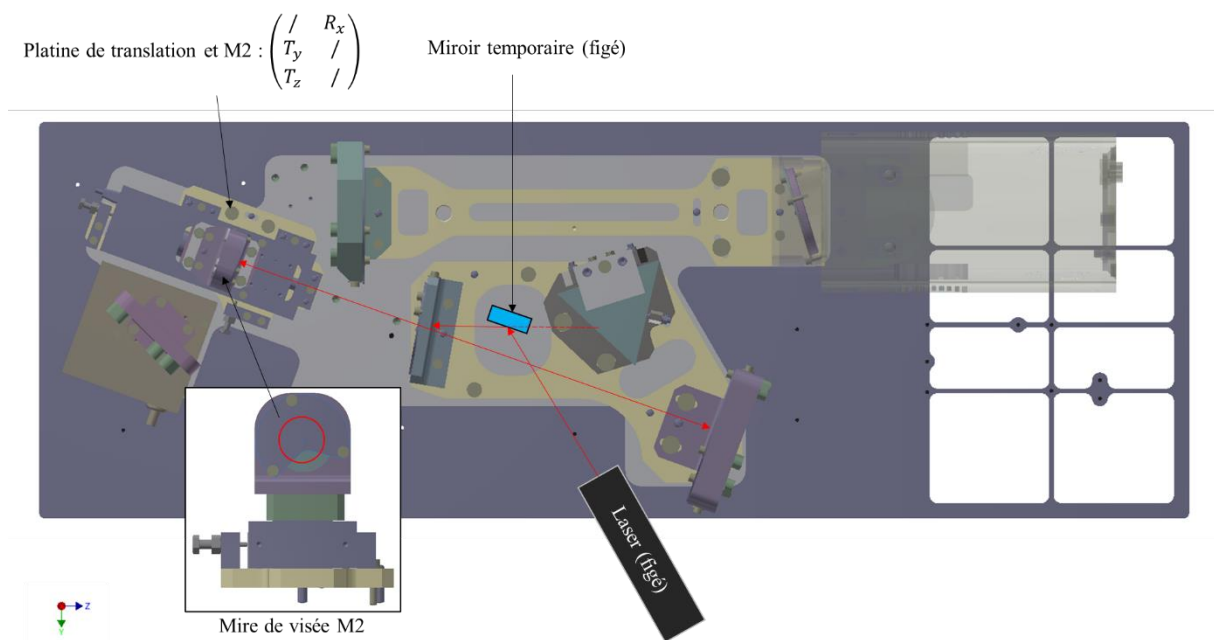


Figure 2-37 - Alignement du bloc M2 par rapport à l'axe optique

2.5.3 Installer M0

Lorsque l'axe optique passe correctement entre M2, M1 et M3, nous pouvons déplacer la source laser à l'entrée de l'instrument et installer M0. Celui-ci ne nécessite aucun réglage puisque nous considérons qu'il est parfaitement vertical et que l'axe de rotation de la platine reste confondu et centré sur la face de travail de M0.

- Il doit être automatiquement positionné sur ces pions d'alignement.
- Lorsque l'instrument est en mode narcissisme, le faisceau doit être confondu avec lui-même.

2.5.4 Installer le prisme à son minimum de déviation

Maintenant que l'axe optique traverse chacun des miroirs déjà positionnés en leur centre (M0, M1, M2, et M3), nous pouvons installer le prisme et l'orienter de manière à obtenir un minimum de déviation. Cette configuration permet de minimiser l'écart entre l'angle d'incidence et l'angle d'émergence du faisceau lumineux. Pour régler le minimum de déviation du prisme, il faut tenir compte du fait que l'indice de réfraction d'un matériau, et donc la déviation du faisceau, est dépendant de la longueur d'onde de la lumière (Figure 2-38), ce phénomène est expliqué plus en détail dans la section 3.2.1.3 page 95 du CHAPITRE 3.

- Equiper la monture du miroir M4 par la mire de visé du prisme comme illustré sur la Figure 2-39.
- Pivoter le prisme pour que la déviation du faisceau laser le fasse impacter sur la mire.

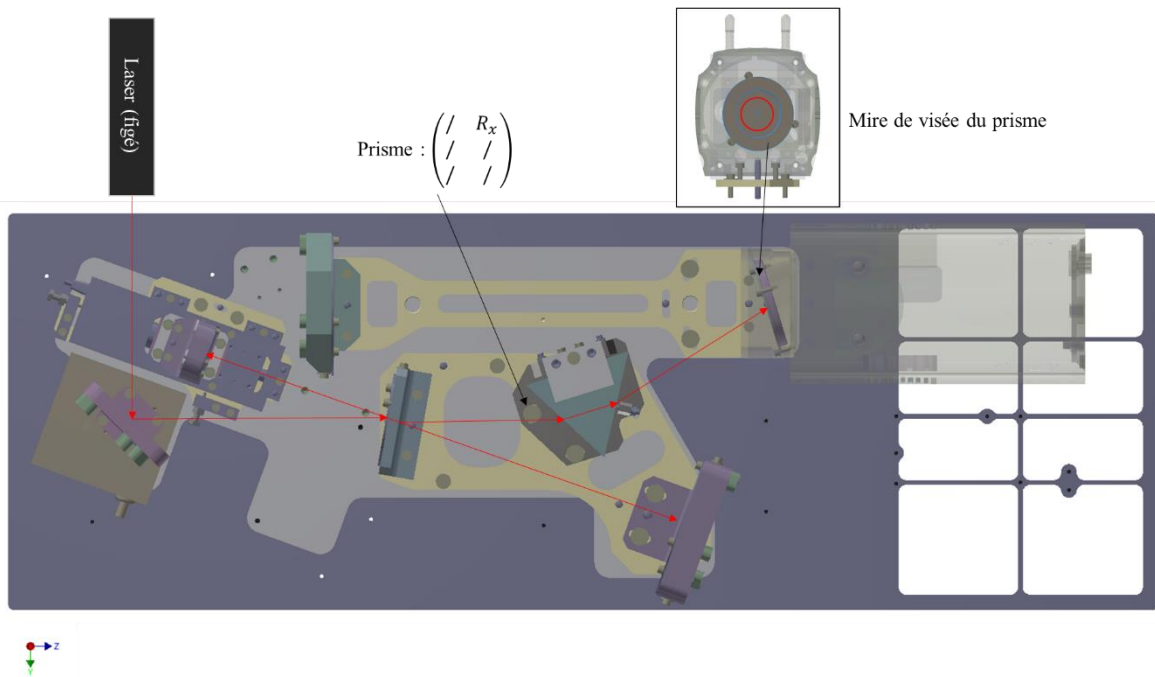


Figure 2-38 - Alignement du prisme à son minimum de déviation

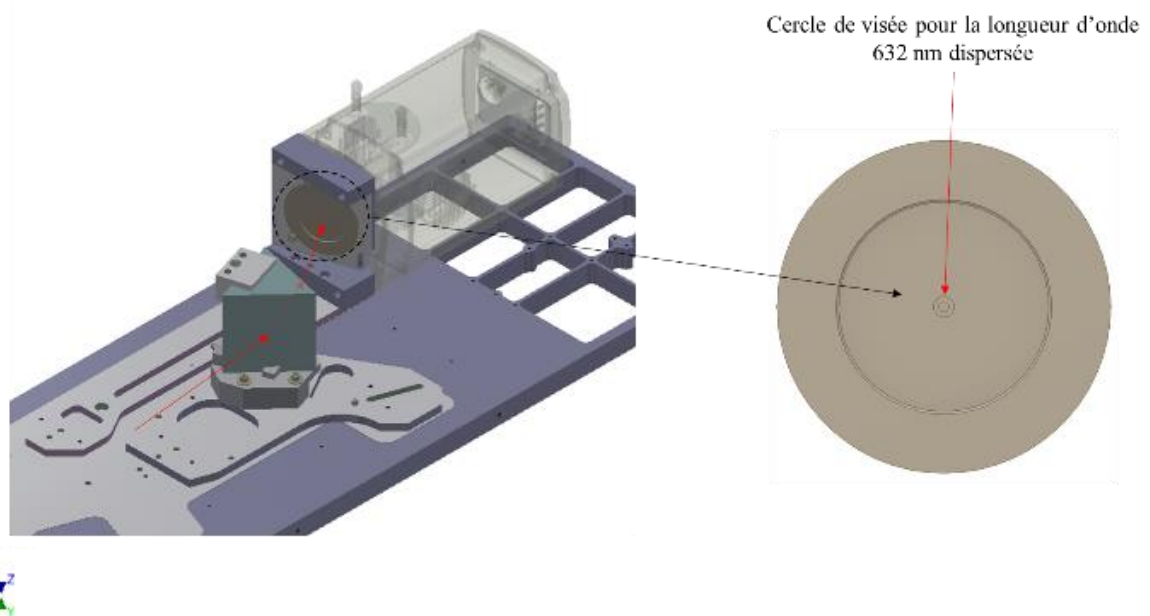


Figure 2-39 - Mire de visée du prisme pour la longueur d'onde dispersée de 632 nm

2.5.5 Installer le miroir M5

Cette avant-dernière étape consiste à aligner le retour de M4 sur M5 afin de centrer le flux sur le capteur CCD de la caméra. Etant donné que l'exercice consiste à centrer un spot laser au centre du miroir M5, le perçage au centre de M4 nous empêche de réaliser cette étape. Pour cela, nous remplaçons le miroir percé M4 par un miroir plein appelé M7. Celui-ci pourra ainsi renvoyer le spot du laser sur M5 (Figure 2-40).

- Installer M7 à l'emplacement de M4
- Installer la mire de centrage devant M5
- Pivoter le bloc 4 de manière à centrer le faisceau sur la mire de M5.

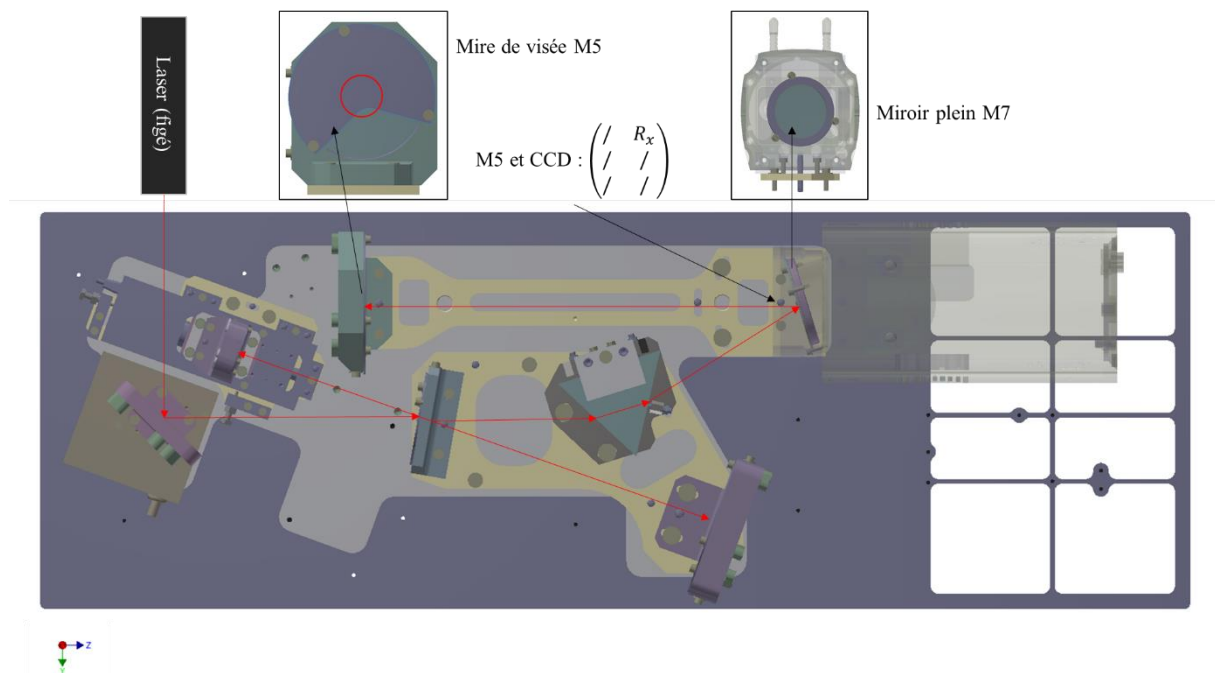


Figure 2-40 - Alignement du bloc M4

2.5.6 Ajuster le focus de M3

Pour finir, il faut ajuster le focus de M3. En effet, le miroir M5 présente une forte imprécision de son focus (voir Tableau 9 page 49), et nous avons besoin de garder la possibilité d'ajuster le focus entre le collimateur et le focaliseur. Le défocus de M5 est difficile à corriger à cause de sa monture étant donné que le montage à cet endroit est très contraint. Ainsi nous corrigeons le défocus de M5 via M3.

- Remplacer M7 par M4
- Mettre M2 en SWD
- Mettre la sortie de la sphère intégrante face à l'instrument (20 cm) voir Figure 2-42
- Faire le focus sur l'image de la fente en analysant le profil des raies.

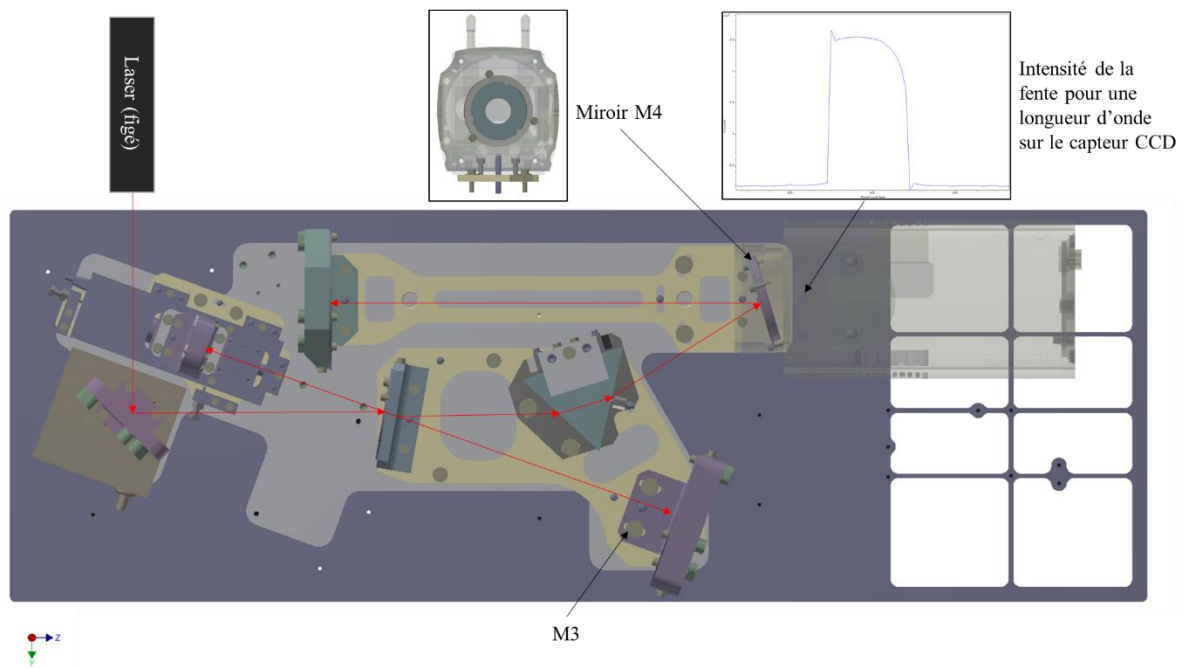


Figure 2-41 - Réglage du focus de M3 grâce au profil des raies dispersées

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2-41, en agissant sur le focus de M3, nous pouvons affiner le profil des raies à deux pixels, ce qui correspond aux simulations ZEMAX réalisées par Frédéric Bourcier lors du design de la conception optique.

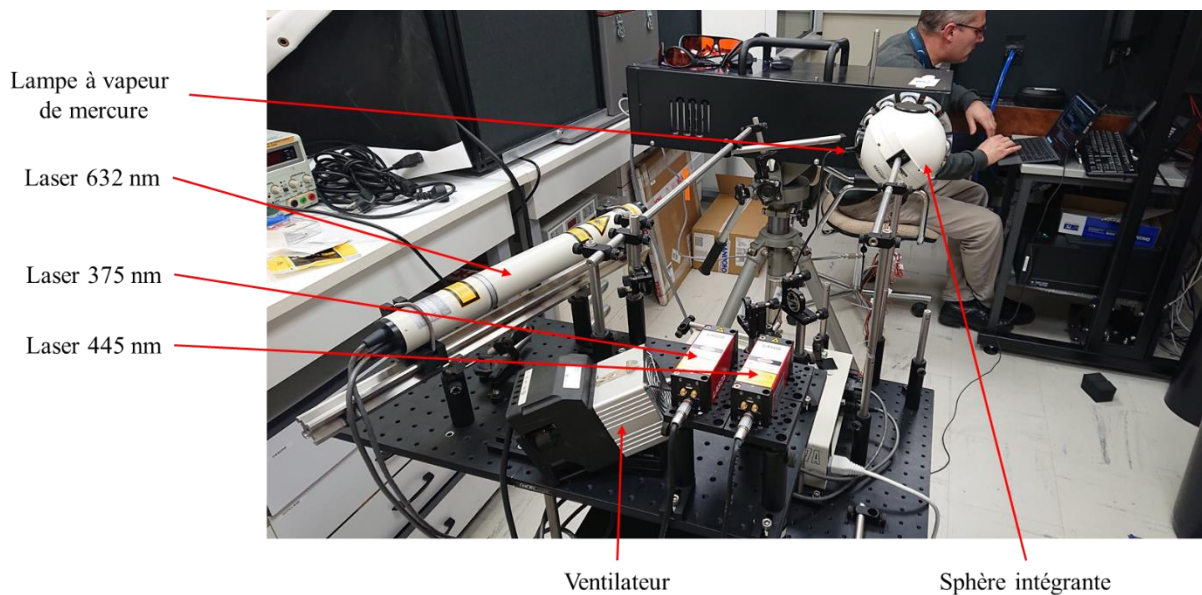


Figure 2-42 - Montage de lasers pour l'ajustement en focus de M3. Trois lasers (375 nm, 445 nm, et 632 nm) ainsi qu'une lampe à vapeur de mercure sont injectés dans la sphère intégrante.

2.5.7 Alignement du bloc 5 pour la visualisation

Maintenant que l'instrument est aligné, nous pouvons figer le réglage de la caméra de visualisation. Le principe est de reproduire le même chemin optique que le système collecteur du spectromètre (section 2.1.1.1). Ainsi, quand nous sommes au focus via la caméra de visualisation, nous sommes au focus de la fente, et donc du capteur CCD (Figure 2-43).

- Être au focus de la caméra CCD
- Basculer le miroir de visualisation M6 de manière à collecter le flux avant qu'il n'atteigne la fente
- Ajuster le focus de la caméra de visualisation

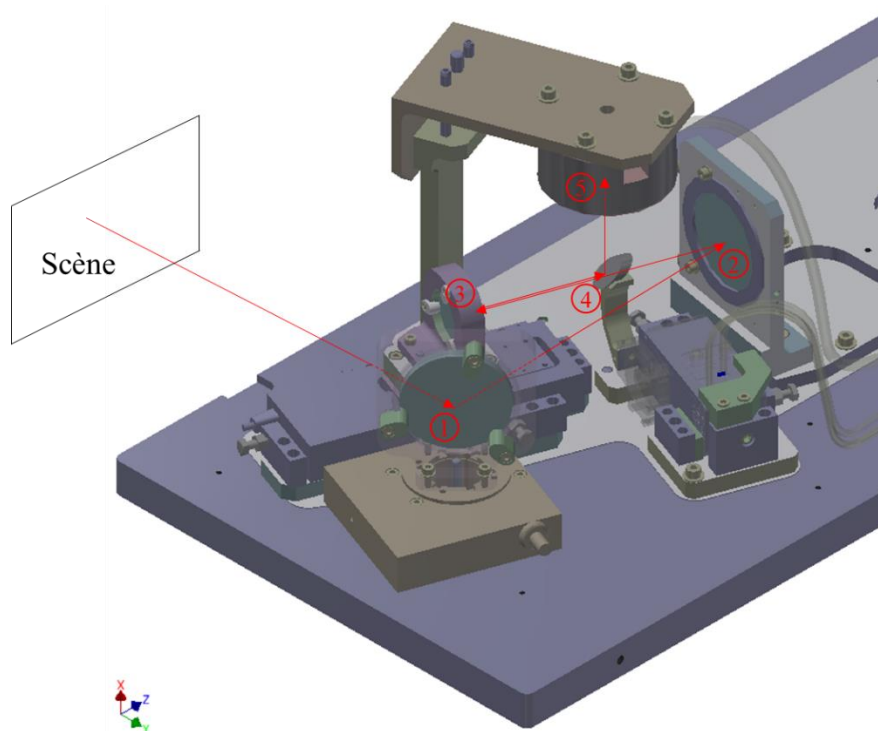


Figure 2-43 - Réglage en focus de la caméra de visualisation (CMOS)

2.6 Lumière parasite

Lors des premiers essais, les mesures réalisées étaient polluées par de la lumière parasite. Nous avons listé deux sources de lumière parasite au sein de l'instrument.

2.6.1 Lumière directe traversant la fente

La première source provient de la fente du miroir M1. En effet, le chemin optique attendu lorsque la lumière entre dans l'instrument est M0 vers M1, M1 vers M2 et ainsi de suite. Or, comme il existe une fente au centre de M1, la lumière qui doit être réfléchi de M0 vers M1 et de M1 vers M2 ne l'est pas dans son intégralité. En effet, une partie de la lumière traverse à ce moment-là la fente M1 et continue

son trajet optique vers le prisme. Cette lumière est dispersée et atteint directement le capteur CCD en passant par le trou de M4, comme illustré sur la Figure 2-44.

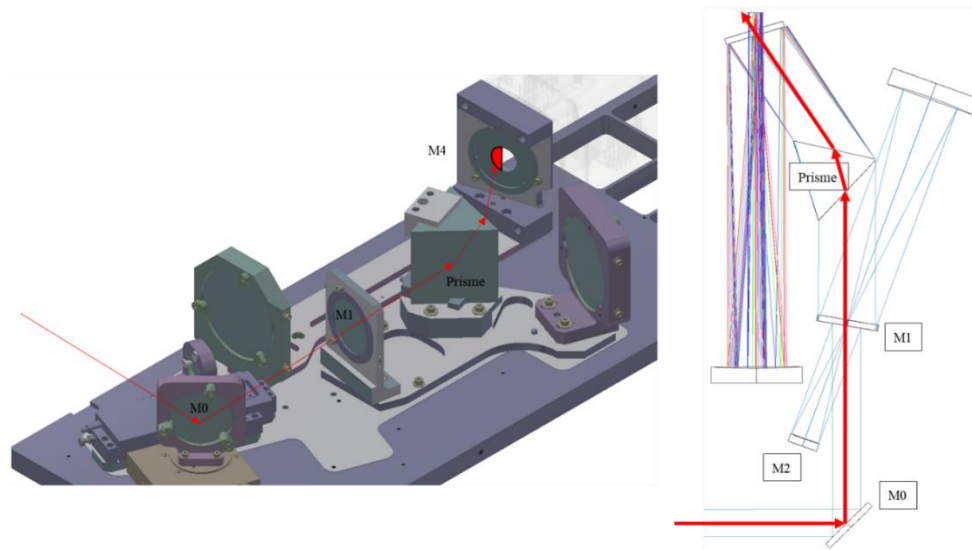


Figure 2-44 - Chemin de la lumière parasite directe. La lumière de la scène atteint M0 qui la réfléchit vers M1. Une partie de la lumière traverse la fente de M1, le prisme puis M4 pour atteindre la partie gauche du capteur CCD.

La lumière parasite vient alors polluer la partie gauche du capteur CCD qui correspond à la partie captant les UV. Afin d'éliminer cette source, nous avons placé une tige devant la face arrière de M1 (Figure 2-45). La tige agit comme un obturateur et coupe le faisceau de cette lumière parasite.

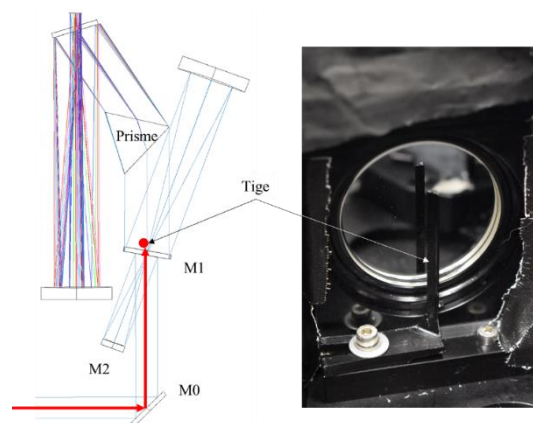


Figure 2-45 - Installation d'une tige à l'arrière de M1, interceptant le faisceau lumineux parasite. La pièce est réalisée en impression 3D et peinte en noire.

Nous pouvons comparer l'effet de l'ajout de la tige sur une acquisition d'une seule ligne d'une scène monochromatique illuminée par un laser HeNe (Figure 2-46). Pour une acquisition avec et sans tige de la même scène, la tige joue correctement son rôle d'obturateur de la lumière parasite en provenance de M0 et passant par la fente M1.

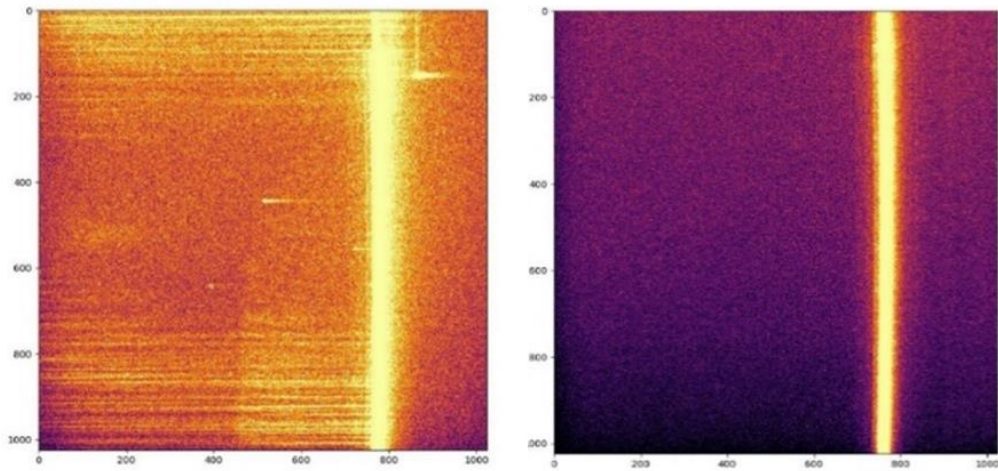


Figure 2-46 - Effet de la tige coupant la lumière parasite issue de la fente de M1. A gauche, acquisition d'une ligne d'une scène monochromatique illuminée par un laser HeNe sans la tige. A droite, l'acquisition de la même scène après avoir placé la tige derrière M1.

2.6.2 Lumière passant par le trou du miroir M4

Après avoir traité le problème de lumière parasite directe traversant la fente, la suite des essais a mis en évidence une nouvelle source de lumière parasite, moins intense que la première.

Cette seconde source provient du flux de lumière utile dans l'instrument lors de l'acquisition d'une scène. Le miroir M4 est percé en son centre. Le flux collimaté et dispersé par le prisme doit être réfléchi par le miroir M4 vers M5. Or, une partie de ce flux traverse M4 à l'endroit du perçage et atteint directement la partie gauche du capteur CCD (Figure 2-47).

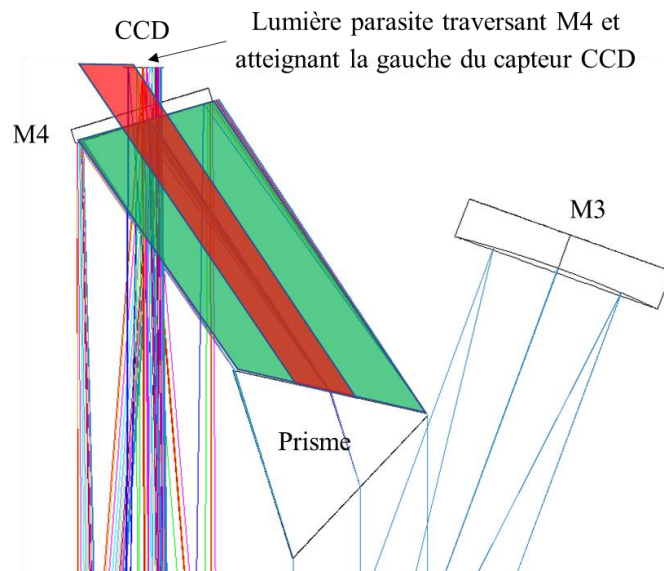


Figure 2-47 - Illustration du chemin optique suivi par la lumière parasite en provenance du prisme et traversant le perçage du miroir M4. Une partie de ce flux atteint la partie gauche du capteur CCD permettant de capter les UV.

Pour supprimer cette lumière parasite, nous avons réalisé en impression 3D un cache positionné à l'arrière de M4 et permettant d'obstruer les faisceaux en provenance du prisme et traversant M4. Sur la Figure 2-48 ci-dessous, nous comparons l'effet du cache lors de l'acquisition d'une ligne pour une scène monochromatique équivalente illuminée par une LED à 365 nm. Nous remarquons à gauche la forme du trou de M4 identifiable par une lumière parasite en arc de cercle. A droite, la même scène illuminée après avoir installé le cache permet de mettre en évidence l'absence de lumière parasite et de valider l'efficacité du cache.

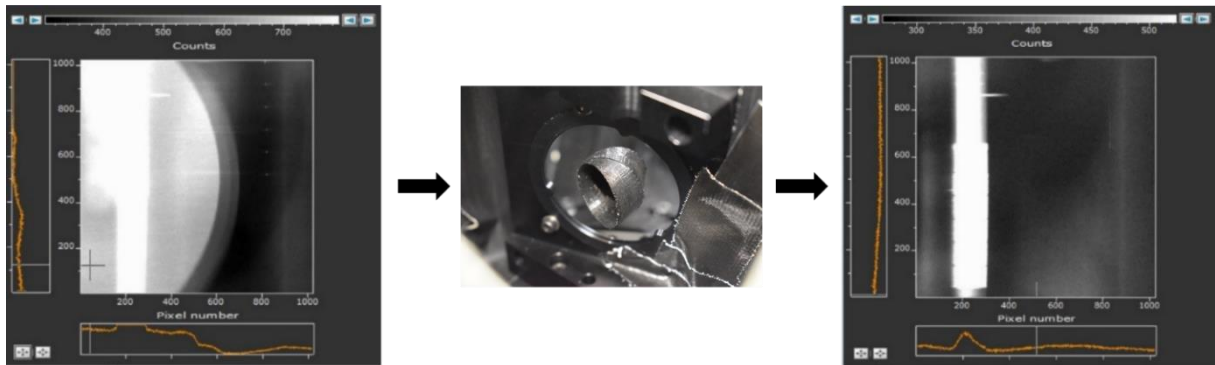


Figure 2-48 - Effet du cache inséré à l'arrière de M4, coupant la lumière parasite issue du prisme et passant par le trou de M4. A gauche, acquisition d'une ligne d'une scène monochromatique illuminée par une LED 365 nm sans le cache. A droite, acquisition de la même scène après avoir placé le cache.

2.7 Conclusion

En collaboration avec le bureau d'étude DEFI12, nous avons été en mesure de réaliser un instrument hyperspectral dans son intégralité. Les solutions retenues nous ont permis d'intégrer un instrument compact et relativement léger (aux alentours de 14 kilogrammes) et donc facile à déplacer. Les solutions opto-mécaniques sur mesures ne modifient pas ou peu les caractéristiques des optiques.

Le souhait de supprimer aux maximums certains réglages sur les montures opto-mécaniques, qui étaient censés par ailleurs simplifier la procédure d'alignement optique, l'a rendu finalement fastidieuse à mettre en œuvre. En effet, la conception est trop figée, et nous a contraint à adapter des interfaces avec des cales pelables pour rattraper certains écarts de positionnement mécanique.

Un problème important de la recette instrumentale a été que nous avons sous-estimé l'impact de la lumière parasite. Après l'assemblage de l'instrument, mettre en évidence cette dernière a été une activité chronophage et nous a obligé à créer des baflages sur mesures complexes, qui étaient difficile à intégrer dans l'instrument déjà très dense.

Performance et évolution

3.1	Performance	84
3.1.1	Bilan de liaison.....	84
3.1.2	Miroir M1.....	87
3.2	Traitement du signal.....	92
3.2.1	Correction géométrique.....	92
3.2.2	Correction radiométrique	97
3.3	Evolution de l'instrument et perspectives	103
3.3.1	Seconde version de l'instrument pour l'archéologie	103
3.3.2	Gamme de longueur d'onde de travail de l'instrument	105
3.3.3	Utilisation de la technologie CMOS.....	106
3.3.4	Instrument actif	110

CHAPITRE 3. PERFORMANCE ET EVOLUTION

Dans ce chapitre, nous discuterons des performances de l'appareil. Chaque optique et capteur composant ce dernier présente une réponse propre qui impacte le bilan radiométrique. Afin de palier à ces défauts, nous avons développé une série de traitements permettant de rendre la mesure cohérente. Ces corrections ne sont pas supposées varier dans le temps. Mais l'instrument étant amené à voyager et à vieillir, il doit être possible pour l'utilisateur de calibrer de nouveau les fichiers d'étalonnage.

Nous terminerons ce chapitre par des perspectives d'évolution de l'instrument. Ces évolutions permettront d'adapter l'instrument en fonction du domaine d'application. Actuellement, un second instrument, développé pour le LAMS est en cours de réalisation. Le retour d'expérience durant ce doctorat quant à la réalisation de cet instrument nous a permis d'éviter certaines erreurs de conception mécanique, mais aussi d'améliorer l'instrument, en le rendant actif.

3.1 Performance

Dans cette section, nous détaillerons les performances théoriques de l'instrument. Dans le temps imparti pour mon doctorat, il nous a été difficile d'apprécier le plein potentiel de l'instrument et nous voulions avoir une idée des performances théoriques. Nous avons donc calculé la réponse théorique de celui-ci à l'aide des données des optiques et du capteur fournies par les constructeurs. Nous prendrons le temps de détailler une étude sur le miroir à fente, la réalisation de ce dernier ayant été plus complexe et chronophage que prévue.

3.1.1 Bilan de liaison

3.1.1.1 Calcul du bilan de liaison

Pour calculer le bilan de liaison théorique de notre système optique noté $\prod \eta_i(\lambda)$, nous avons multiplié de proche en proche les différentes données de réflectivité et, dans certains cas, de transmission des optiques, en fonction des longueurs d'onde.

$$\prod \eta_i(\lambda) = R_{M0}(\alpha) \times R_{M1^{10^\circ}fav} \times R_{M2} \times T_{M1^{10^\circ}} \times R_{M3} \times T_{M1^{10^\circ}} \times R_{M1^{10^\circ}far} \times T_{PrismeFav}^{47^\circ} \times T_{PrismeFar}^{60^\circ} \times R_{M4}^{17^\circ} \times R_{M5} \times T_{hublot} \times C \quad \text{Équation 7}$$

Les industriels nous ont fournis les courbes de réflectivité et de transmission de leurs produits, ce qui nous a permis de pouvoir réaliser le calcul théorique. Le Tableau 14 présente les variables intervenant dans l'Équation 7.

Tableau 14 - Variables intervenant dans le calcul du bilan de liaison optique théorique de l'instrument. Les variables sont présentées dans leur ordre d'apparition.

$R_{M_0}(\alpha)$	Réfectivité de M_0 en fonction de l'angle de réfectivité des rayons lumineux
$R_{M_1fav}^{10^\circ}$	Réfectivité à 10° de la face avant de M_1
R_{M_2}	Réfectivité à 0° de M_2
$T_{M_1}^{10^\circ}$	Transmission à 10° du miroir M_1 en silice fondue
R_{M_3}	Réfectivité à 0° de M_3
$R_{M_1far}^{10^\circ}$	Réfectivité à 10° de la face arrière de M_1
$T_{PrismeFav}^{47^\circ}$	Transmission à 47° de la face avant du prisme
$T_{PrismeFar}^{60^\circ}$	Transmission à 60° de la face avant du prisme
$R_{M_4}^{17^\circ}$	Réfectivité à 17° du miroir M_4
R_{M_5}	Réfectivité à 0° de M_5
T_{hublot}	Transmission à 0° du hublot en silice fondue du capteur CCD
C	Constante représentant le trou dans le miroir M_4

3.1.1.2 Calcul de la réponse théorique

Chaque surface optique i possède un rendement $\eta_i(\lambda)$ connu, qui dépend de la longueur d'onde λ . Il s'agit de la réfectivité dans le cas des miroirs, et de la transmission dans le cas du prisme et de l'épaisseur du miroir à fente. Dans le cas du miroir M_4 , il faut également tenir compte de la perte de lumière due au perçage.

La loi de dispersion du prisme étant fournie par le constructeur, nous pouvons associer à chaque pixel une longueur d'onde λ qui correspond à la longueur d'onde moyenne des photons que le pixel reçoit. Comme la loi de dispersion est non linéaire, la largeur $\Delta\lambda(\lambda)$ de la plage de longueur d'onde reçue par un pixel varie en fonction de λ . Nous pouvons donc calculer empiriquement cette répartition spectrale $\Delta\lambda(\lambda)$ et obtenons en nm :

$$\Delta\lambda(\lambda) = -7,20 \times 10^{-9} \cdot \lambda^3 + 1,52 \times 10^{-5} \cdot \lambda^2 - 6,68 \times 10^{-3} \cdot \lambda + 0,95 \quad \text{Équation 8}$$

Le capteur CCD permet la conversion des photons reçus en électrons selon un rendement quantique $QE(\lambda)$ également fournie par le constructeur, exprimé en nombre d'électrons N_{e^-} par nombre de photons N_γ reçus : $QE(\lambda) = N_{e^-}/N_\gamma$.

Lors de la lecture du capteur CCD, les électrons sont transférés d'un puits de potentiel à son voisin afin de mesurer la charge contenue dans chaque puits. Celle-ci est ensuite convertie en tension puis numérisée par un convertisseur analogique/numérique (CAN). La quantification du CAN peut être exprimée en fonction du LSB (Least Significant Bit) tel que :

$$Q_{CAN} \approx 2 \text{ LSB}/N_{e^-} \quad \text{Équation 9}$$

où N_{e^-} est la profondeur du puits de potentiel et vaut 130 000 e^- [41]. La valeur maximale en LSB correspond au codage en 16 bits, soit $16^2 = 65\,536$ niveaux de gris.

La réponse théorique $R_{théorique}(\lambda)$ en $\text{LSB} \cdot \text{nm}/N_\gamma$ de l'instrument est donc le produit des effets de chaque élément de la chaîne instrumentale :

$$R_{théorique}(\lambda) = \prod \eta_i(\lambda) \cdot \Delta\lambda(\lambda) \cdot QE(\lambda) \cdot Q_{CAN} \quad \text{Équation 10}$$

Ainsi, l'instrument capte le rayonnement lumineux $L(\lambda)$ en N_γ/nm issu du sujet observé et renvoie pour chaque pixel une mesure $M(\lambda)$ en LSB en fonction de la longueur d'onde, telle que :

$$M(\lambda) = R_{théorique}(\lambda) \cdot L(\lambda) \quad \text{Équation 11}$$

3.1.1.3 Performance théorique de l'instrument

Seuls les rendements sont à même de représenter de façon pertinente la performance de l'instrument car ils donnent une indication sur la perte de lumière dans l'instrument. La performance théorique absolue $P_{théorique\ absolue}(\lambda)$ en N_{e^-}/N_γ est donc :

$$P_{théorique\ absolue}(\lambda) = \prod \eta_i(\lambda) \cdot QE(\lambda) = R_{théorique}(\lambda)/(\Delta\lambda(\lambda) \cdot Q_{CAN}) \quad \text{Équation 12}$$

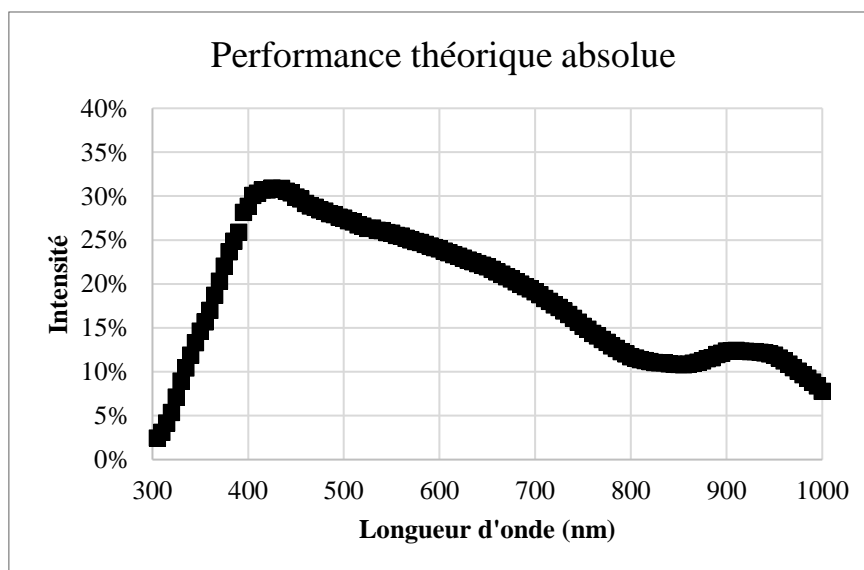


Figure 3-1 - Courbe de la performance théorique absolue

La Figure 3-1 représente la performance théorique absolue en fonction de la longueur d'onde, calculée selon l'Équation 12. Elle met en évidence une réponse non homogène sur toute la plage de longueur d'onde et une détection dans les UV moins efficace que dans les autres gammes spectrales. Ceci est lié à deux paramètres en particulier :

- l'efficacité quantique $QE(\lambda)$ du capteur CCD qui diminue pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm (annexe B.2 page 173),
- la réflectivité à 10° de la face arrière de M1 $R_{M1far}^{10^\circ}$ qui diminue pour des longueurs d'onde inférieures à 350 nm (Figure B-2 page 169).

Dans la section 3.3.2 page 105, nous discutons des perspectives d'évolution de la gamme de longueur d'onde de travail de l'instrument.

3.1.2 Miroir M1

Le miroir M1 est une optique réalisée sur mesure par le fabricant Optique Fichou. Les spécifications demandées sont données en annexe D.1 page 189.

Le procédé utilisé par Optique Fichou pour créer une fente dans le miroir M1 s'appelle *lift-off* [51]. L'opticien dépose un film polymère, appelé couche sacrificielle, sur la surface polie du miroir. La forme voulue est ensuite gravée sur la couche sacrificielle, dans notre cas aux dimensions de la fente. Ceci crée alors un motif inverse. Le traitement réfléchissant en aluminium est ensuite déposé sur toute la surface du miroir. Pour finir, le miroir est lavé afin de détruire la couche sacrificielle en forme de fente, emportant ainsi la couche d'aluminium qui s'était déposée sur celle-ci. Le principe peut s'avérer compliqué aux interfaces du traitement aluminium et du dépôt polymère. Des défauts peuvent apparaître comme nous allons le voir dans les sections suivantes.

3.1.2.1 Miroir non recevable

Le premier miroir M1 réalisé par Optique Fichou étant très endommagé à la réception, nous avons réalisé une étude afin de mettre en évidence ses défauts et de définir si le miroir répondait aux exigences du projet.

La photographie à gauche de la Figure 3-2 représente le miroir en transmission. Nous observons la fente ainsi que plusieurs trous dus à un défaut du dépôt d'aluminium. Ceux-ci pourraient être responsables des sources de lumière parasite observées dans l'instrument (voir section 3.1.2.2 page 90).

La photographie de droite de la Figure 3-2 représente le miroir en réflexion et met en évidence les défauts du dépôt aluminium. Des traces de nettoyage autour de la fente sont visibles et peuvent être apparues lorsque le masque du *lift-off* qui a permis de réaliser la fente a été retiré. Quant au fond verdâtre, il peut être dû au polissage et au nettoyage du miroir avant le dépôt aluminium.

Nous avons mesuré avec un spectromètre visible la réponse du miroir. Cette dernière est légèrement diminuée dans tout le spectre. Nous supposons une perte de lumière par diffusion.

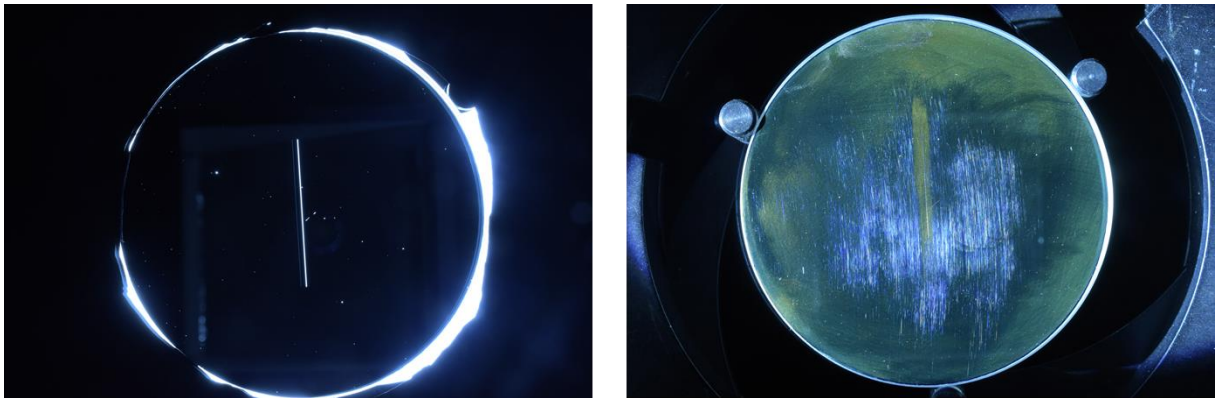


Figure 3-2 - Miroir M1 non recevable. A gauche, photographie du miroir en transmittance : le traitement est percé en plusieurs points. A droite, photographie du miroir en réflexion : le traitement est rayé au centre, potentiellement à cause d'un nettoyage au chiffon, et verdâtre sur les bords.

La Figure 3-3 représente des images de la partie inférieure de la fente en transmission et en réflexion. Celles-ci mettent en évidence une fente irrégulière. L'impact que cela pourrait entraîner est une perte de luminosité là où la fente est partiellement obstruée. Nous pouvons aussi remarquer des défauts dans le traitement aluminium sur l'image en réflexion.

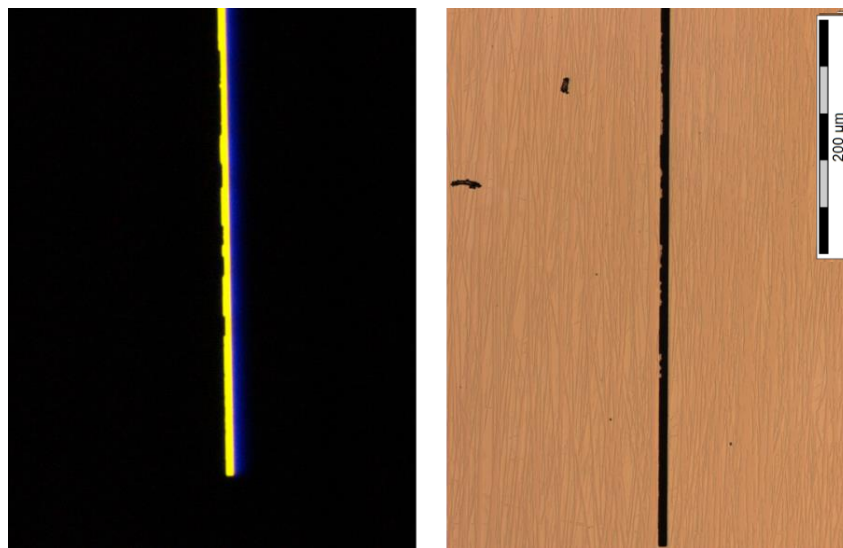


Figure 3-3 - Miroir M1 non recevable. A gauche, image en transmission de la netteté du bas de la fente. A droite, image en réflexion de la netteté de la fente. La largeur varie car le dépôt lift-off a glissé sous le masque. Nous remarquons aussi des manquements du traitement aluminium à gauche de la fente.

Sur la Figure 3-4, nous observons une rayure mécanique de 5 mm traversant la fente. Sur l'image en transmission, celle-ci a par ailleurs arraché une partie du traitement aluminium. L'image en réflexion a été obtenue par microscopie à contraste interférentiel (normasky) et met en évidence un apport de matière du traitement au niveau de la fente, qui pourrait, comme dans le cas précédent, réduire la luminosité sur cette zone.

Il est donc probable que la réflexion de la lumière ne se comporte pas de la même manière sur toute la longueur de la fente, amenant alors une source potentielle de lumière parasite.

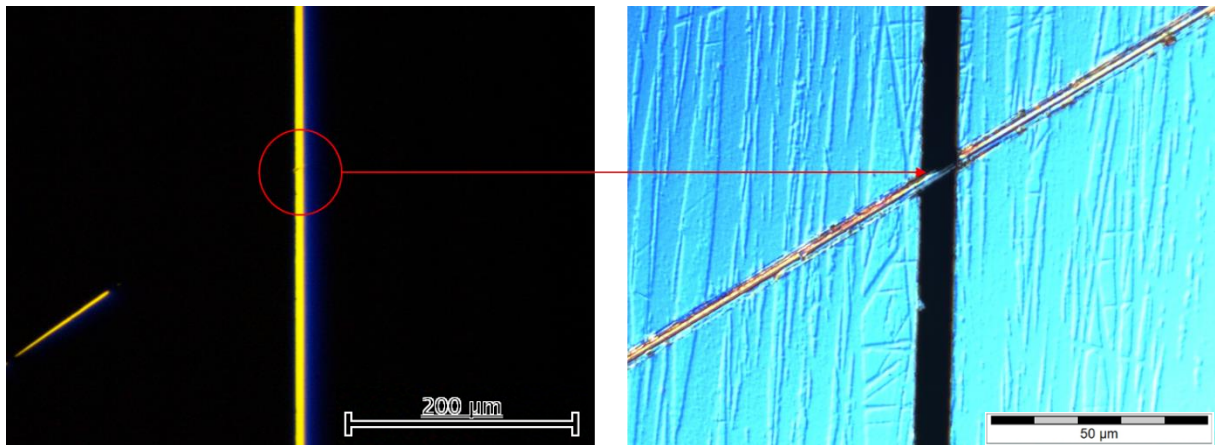


Figure 3-4 - Miroir M1 non recevable. A gauche, image en transmission de la rayure diagonale traversant la fente. A droite, image en réflexion obtenue par microscope à contraste interférentiel (normasky) de la rayure : celle-ci a apporté de la matière sur la fente.

La Figure 3-5 permet d'observer l'état du listel du cylindre de silice sur lequel est déposé la couche d'aluminium. Le listel est un vide laissé entre le bord du cylindre et le dépôt, permettant de protéger ce dernier des contraintes mécaniques des supports mécaniques et d'éviter ainsi de l'écailler. Nous remarquons sur l'image de gauche que le dépôt est au bord du cylindre entraînant une zone entière sans listel. L'image de droite en réflexion champ sombre permet de mettre en évidence un début d'écaillage, des manques de dépôt, qui pourront entraîner par la suite un décollement de celui-ci durant la vie du miroir.

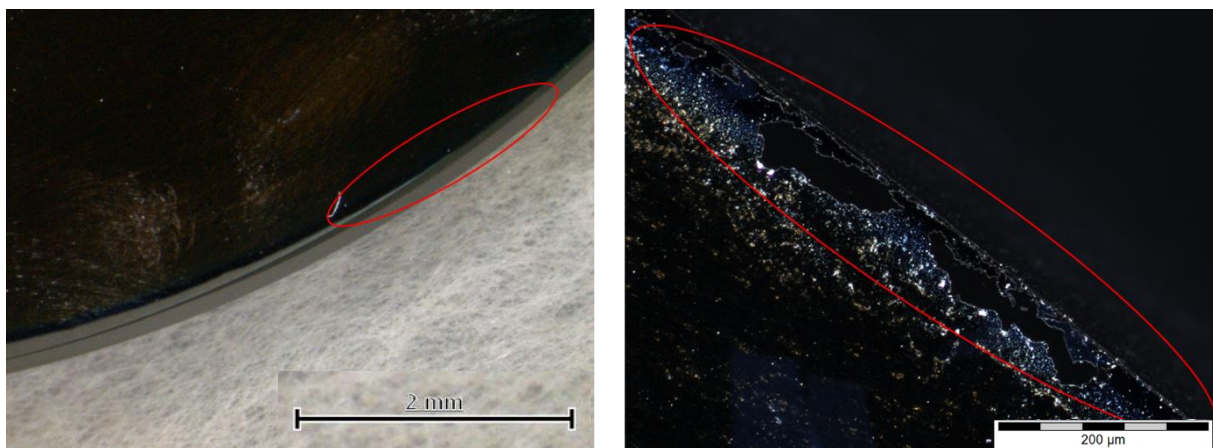


Figure 3-5 - Miroir M1 non recevable. A gauche, image en réflexion du listel : le traitement déborde sur le bord du miroir. A droite, image en réflexion champ sombre du bord du listel : le traitement a subi une détérioration.

Pour ces différents défauts mis en évidence, nous avons refusé le miroir auprès d'Optique Fichou, afin qu'il soit entièrement repris. Optique Fichou a pris la décision de décaper le dépôt aluminium afin de faire une nouvelle tentative de dépôt.

La seconde version du miroir reçue présente également des trous dans le dépôt, mais moins nombreux et moins critiques. L'état de la fente est globalement plus net, malgré deux défauts présentés dans la section 3.1.2.2. Compte tenu du temps de production nécessaire pour ce genre d'optique et ayant déjà accumulé un retard de trois mois suite au refus du premier miroir, nous avons décidé d'intégrer ce miroir dans notre instrument.

3.1.2.2 Etat de la fente et du traitement

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-6, les bords de la fente ne sont pas rectilignes sur toute sa longueur. Nous avons donc étudié en détails ces irrégularités, afin d'être en mesure de les corriger grâce au traitement radiométrique décrit dans la section 3.2.2.2 page 97.

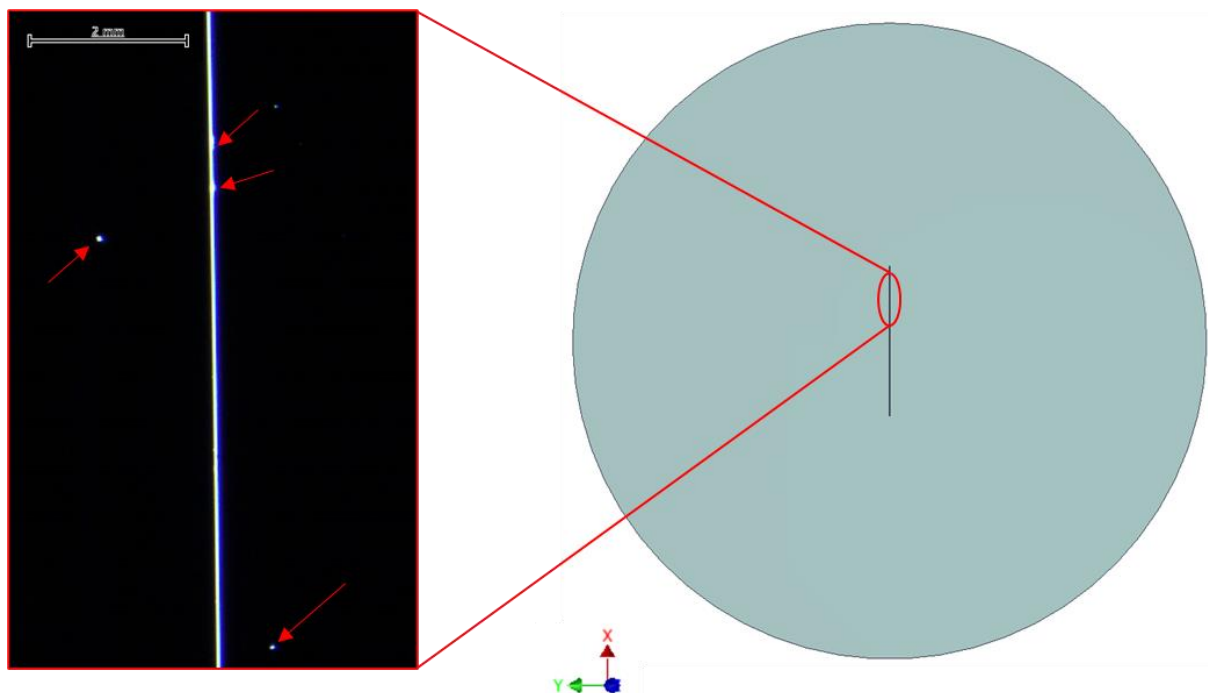


Figure 3-6 - A gauche, photographie prise à la binoculaire en transmission mettant en évidence les surlargeurs de la fente. Nous pouvons aussi noter des trous dans le traitement. A droite, localisation des défauts sur le miroir.

La Figure 3-7 donne des détails sur la mesure de la largeur de la fente. Celle-ci atteint localement le double de la valeur demandée au constructeur. Nous dénombrons deux zones où cet effet est visible, situées dans la partie haute de la fente. Afin de corriger précisément ces surlargeurs, un nouveau dépôt aurait été nécessaire. Nous appliquons donc un traitement radiométrique aux données mesurées afin de nous affranchir de leur effet sur les mesures.

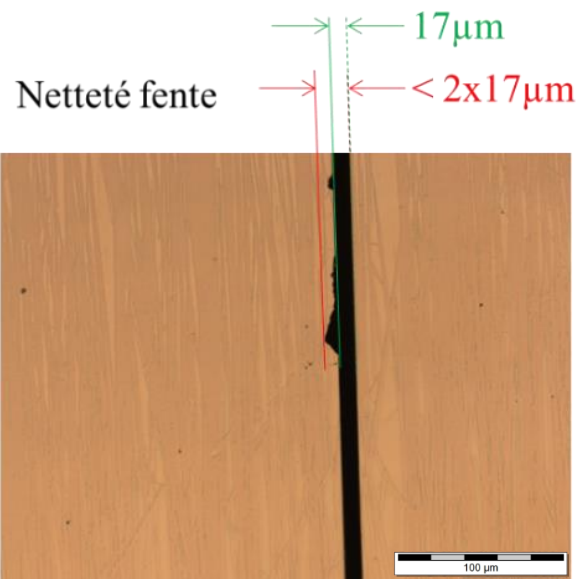


Figure 3-7 - Largeur des défauts de la fente valant localement le double de la largeur initiale - Image obtenue en réflexion sur microscope optique en champ clair

Lorsque nous observons les irrégularités de la fente et les trous dans le traitement à l'aide d'une lampe à vapeur de mercure, nous obtenons les motifs visibles sur la Figure 3-8. Les irrégularités de largeur peuvent être corrigées numériquement, mais les trous sont plus problématiques car chacun d'entre eux devient une source de lumière parasite. Ces derniers ont donc été rebouchés à la peinture acrylique noire (Figure 3-9). En effet, à l'aide d'un pinceau monobrin, des « patches » de peinture ont été appliqués afin de corriger l'absence de traitement aluminium au niveau des trous.

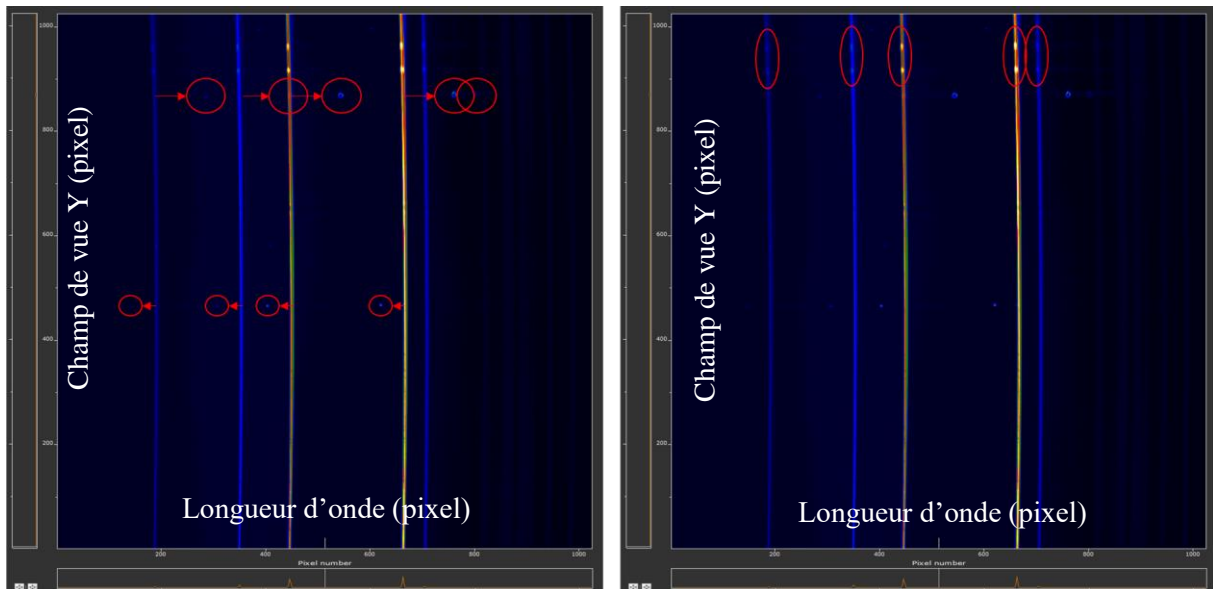


Figure 3-8 - Raies d'une lampe à vapeur de mercure vue par l'instrument. A droite, les trous dans le traitement de part et d'autre de la fente sont entourés en rouge. A gauche, la sur-intensité obtenue à cause des deux surlargeurs de la fente est également entourée en rouge.

Après l'application des patches de peinture, visibles sur la photographie de gauche de la Figure 3-9, une nouvelle acquisition a été réalisée et a permis de valider la solution.

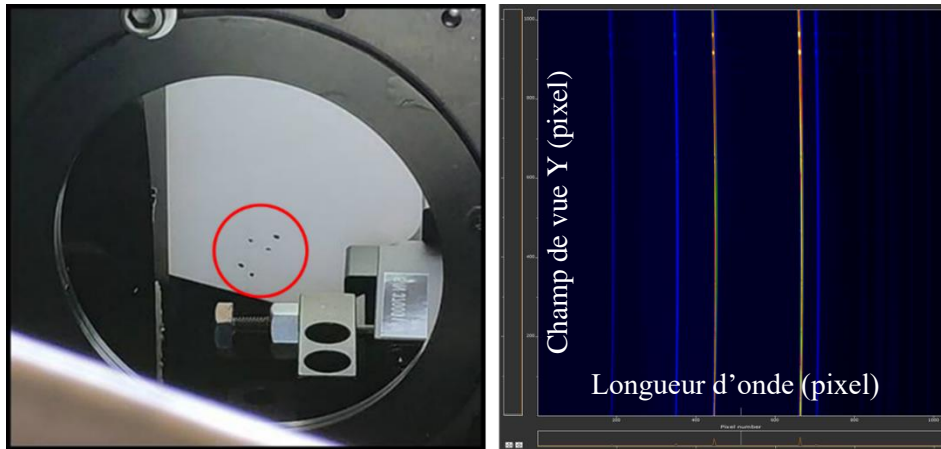


Figure 3-9 - A gauche, patches de peinture noire appliqués sur les trous à l'aide d'un pinceau monobrin. A droite le résultat après rebouchage des trous à la peinture.

3.2 Traitement du signal

Une partie importante du projet a été de définir les corrections post-mesure à appliquer afin de rendre la mesure du cube hyperspectral cohérente.

Nous avons défini deux types de correction à appliquer : la correction géométrique et la correction radiométrique.

3.2.1 Correction géométrique

La correction géométrique permet de corriger les distorsions de l'image dues au montage optique. Dans notre cas, deux défauts sont induits par le prisme : le smile et la correspondance pixel/lambda.

3.2.1.1 Smile

Le *smile*, illustré sur la matrice centrale de la Figure 3-10, est une déformation du champ qui se traduit par une erreur de positionnement spectral.

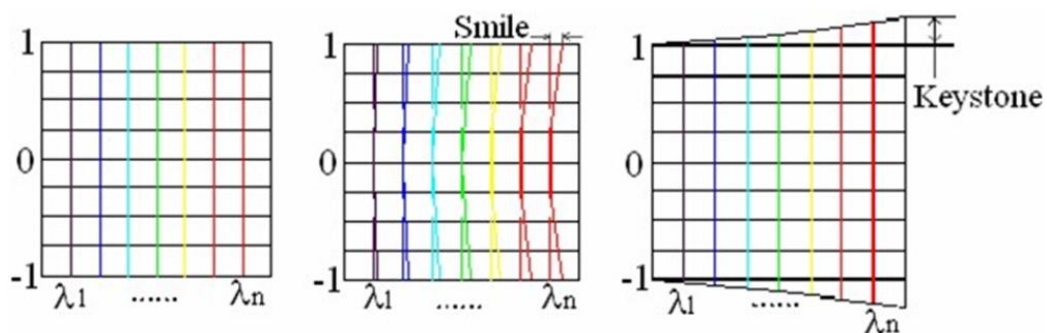


Figure 3-10 - Schéma de la distorsion d'une image par l'effet du smile et du keystone (voir section suivante) [52].

Lorsque que la lumière traverse un prisme, une courbure du champ est observée selon le plan perpendiculaire à l'axe optique [53]. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-11, après passage de la lumière dans le prisme, nous distinguons une courbure du champ selon l'axe X du capteur CCD qui peut faire penser à un sourire, d'où son nom. Il s'agit le plus souvent d'une aberration de distorsion [54]. Le smile est une limitation pour les systèmes d'imagerie spectrométrique par rapport aux réseaux et aux spectromètres infrarouges à transformée de Fourier qui n'utilisent pas de prisme comme élément dispersif.

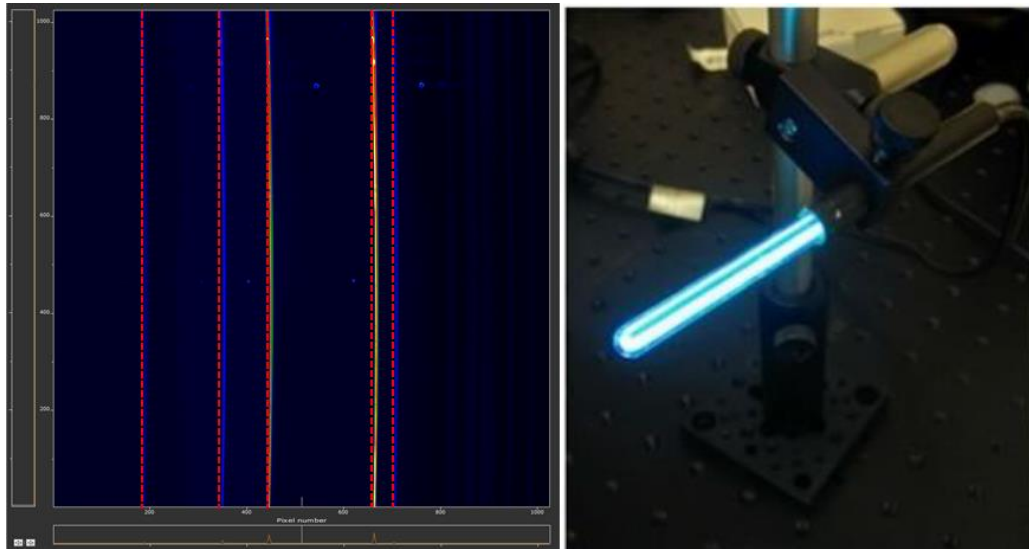


Figure 3-11 - Représentation du smile sur une acquisition d'une ligne par notre instrument d'une scène uniforme éclairée par une lampe à vapeur de mercure.

Pour un champ de vue inférieur à 20 degrés, nous pouvons faire correspondre le smile à une équation polynomiale de second ordre afin de le réajuster en une ligne verticale [34] :

$$v(\lambda) = ay^2 + by + \lambda_0 \quad \text{Équation 13}$$

Où :

- $v(\lambda)$ est la dimension sur l'axe de dispersion en pixel sur le capteur CCD. C'est une fonction non linéaire reliée à la dispersion du prisme et liée à la partie focalisante du système.
- y est la dimension, en pixel, dans le champ de vue le long de la fente du spectromètre sur le capteur CCD. Elle est reliée à l'angle de champ et à la longueur de la focale du système global.
- λ_0 est l'offset à l'origine pour chaque longueur d'onde.
- a et b sont les paramètres de courbure du smile. Pour un champ de vue inférieur à 20 degrés, ces paramètres sont constants et ne varient pas avec la longueur d'onde [34].

Comme illustré sur la Figure 3-12, l'utilisateur doit renseigner trois points sur une raie bien définie afin de déterminer les deux paramètres a et b de l'Équation 13. La définition de ces paramètres est effectuée à travers l'interface du logiciel présentée en annexe C.4 page 186.

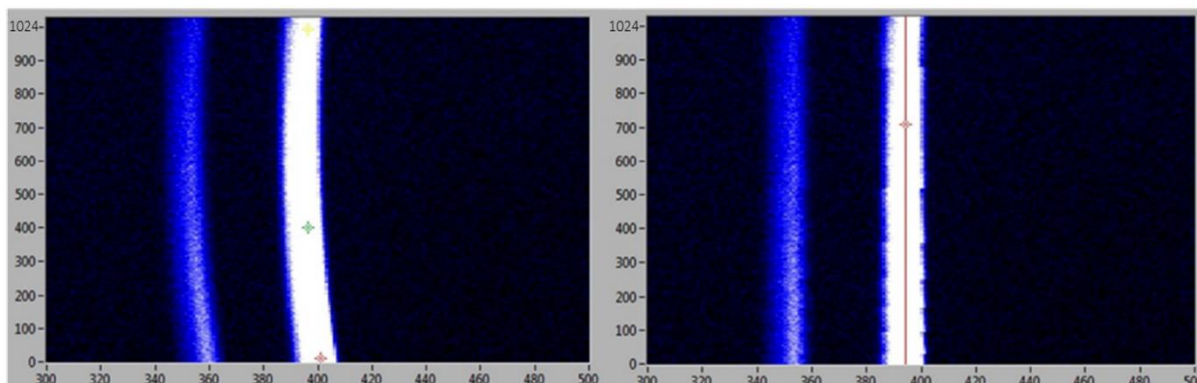


Figure 3-12 - Correction du smile [34] : grossissement sur une ligne lumineuse sur le capteur CCD d'une scène uniforme éclairée par une lampe à vapeur de mercure. A gauche, image brute et 3 curseurs de correction réglables par l'utilisateur pour déterminer les paramètres a et b . A droite, la même image après correction afin d'évaluer la précision de la correction.

Une fois l'équation paramétrée, le logiciel crée une matrice d'accueil vide au format de la mesure. Chaque colonne de pixel est ensuite redressée et incrémentée dans le cube d'accueil (Figure 3-13). Le nouveau cube obtenu est ainsi corrigé de l'aberration géométrique du smile.

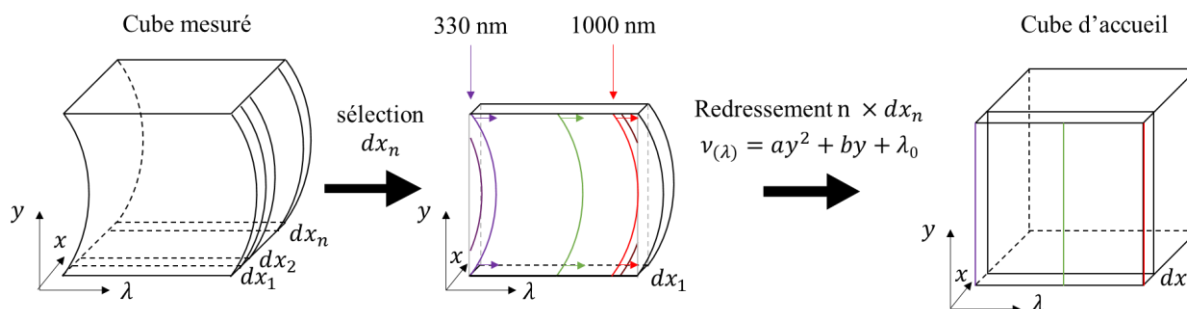


Figure 3-13 - Redressement du smile. Le logiciel redresse le smile de chaque colonne une à une. Pour chaque ligne redressée, elle est ensuite incrémentée une à une dans un cube d'accueil.

3.2.1.2 Keystone

Le *keystone* est également un phénomène induit par le prisme. Il est illustré sur la matrice de droite de la Figure 3-10. Il s'agit d'une variation de grandissement dépendant de la longueur d'onde [55], particulièrement impactante dans le domaine des infrarouge moyens (MIR) ou lointains (FIR).

Pour mesurer l'impact du keystone, nous avons utilisé une lampe à vapeur de mercure afin d'imager plusieurs raies lumineuses couvrant toute la largeur du capteur CCD. Le phénomène de keystone étant symétrique sur le champ Y du capteur CCD, nous obstruons ensuite la moitié inférieure du signal ce qui nous permet d'obtenir une ligne de base qui sert de référence. Ces mesures nous ont permis de montrer que la pente de distorsion due à l'aberration du keystone est négligeable (Figure 3-14).

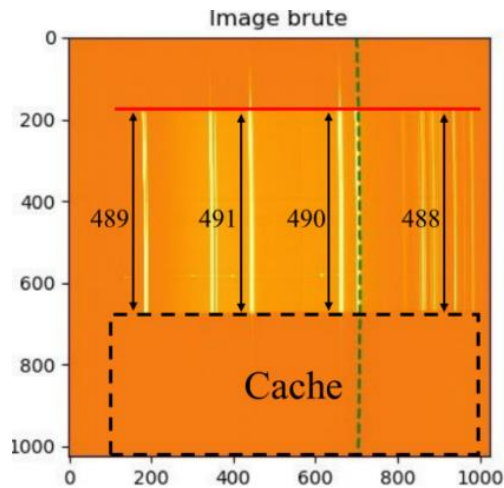


Figure 3-14 - Mesure de la déformation des raies due au keystone sur le capteur CCD. Nous avons relevé la hauteur en pixel des raies pour les différentes longueurs d'onde de la lampe à vapeur de mercure (364, 405, 436, 546, 579 et 804 nm).

3.2.1.3 Correspondance pixel/lambda

L'indice de dispersion de tous les matériaux optiques change en fonction de la longueur d'onde. Il augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Cet indice est décrit par la loi de Cauchy [56] représentée sur la Figure 3-15.

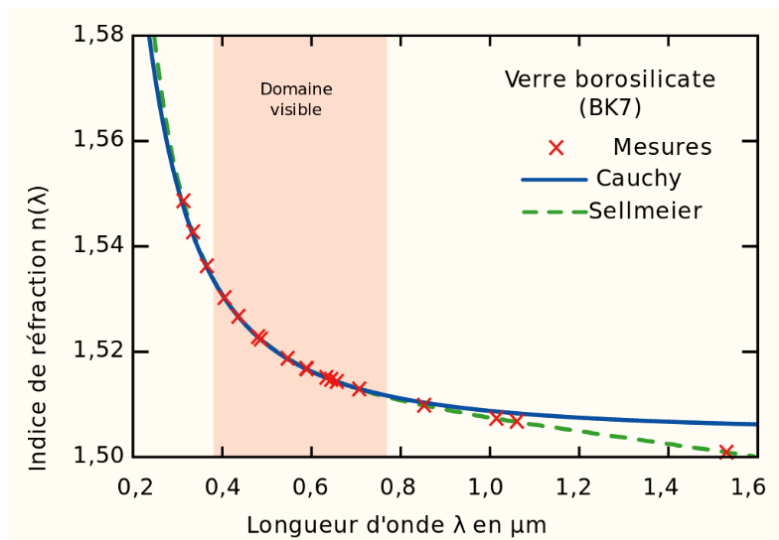


Figure 3-15 - Illustration de la loi de Cauchy sur l'exemple d'un verre borosilicate. Les points indiquent les valeurs expérimentales, la ligne bleue indique la loi de Cauchy qui permet de reproduire convenablement les données expérimentales dans le visible. L'équation de Sellmeier [57], en pointillés verts, fournit une bonne description jusque dans l'infrarouge [58].

Cela signifie que dans notre instrument, les rayons ultraviolets sont plus dispersés que les rayons infrarouges. La Figure 3-16 représente les raies de la lumière émise par une lampe à vapeur de mercure après dispersion par le prisme. On peut observer que l'écart en pixels entre les raies à 369 et 405 nm (soit un écart de 36 nm) est beaucoup plus important qu'entre les raies à 546 et 579 nm (soit un écart de 33 nm).

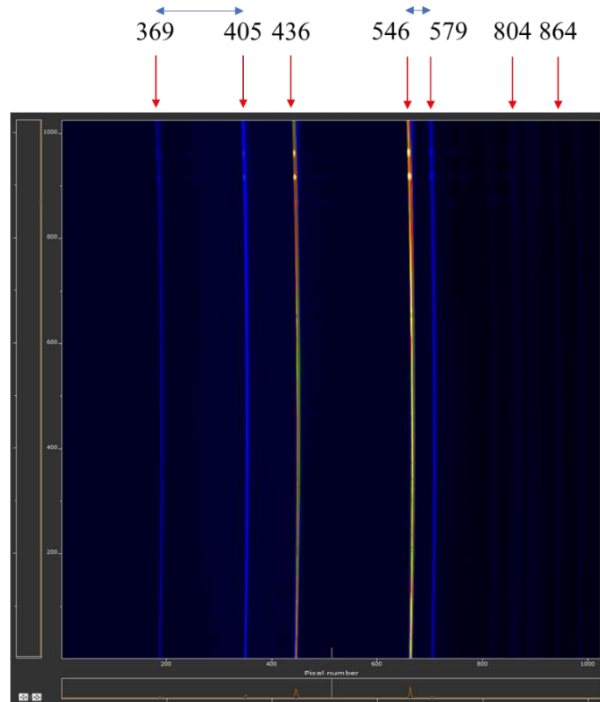


Figure 3-16 - Mesure des raies de la lumière émise par une lampe à vapeur de mercure. Nous observons qu'elles ne sont pas réparties linéairement en fonction des longueurs d'onde.

Le matériau du prisme présent dans notre instrument est en silice fondue. Le fabricant nous a fourni sa courbe de dispersion en fonction des longueurs d'onde. Nous en avons déduit une courbe de correspondance pixel-longueur d'onde. Grâce à cette courbe représentée sur la Figure 3-17, nous attribuons une valeur de longueur d'onde pour chaque colonne de pixel. Nous pouvons en déduire que notre instrument présente une résolution spectrale fine de l'ordre de 1 nm dans le domaine des UV, puis de 2 à 3 nm dans le visible, jusqu'à atteindre 5 nm dans l'IR. Cette correspondance pixel/lambda est corrigée à travers l'interface du logiciel présentée en annexe C.5 page 187.

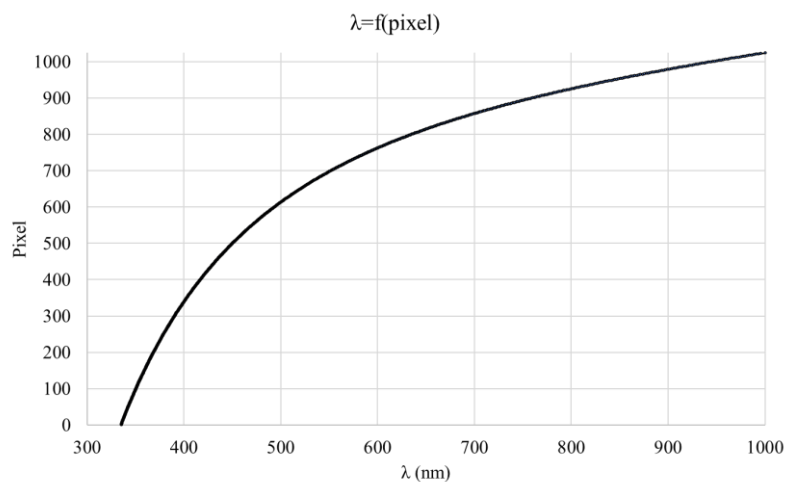


Figure 3-17 - Attribution des longueurs d'onde en fonction de l'axe x du capteur CCD. Nous retrouvons la forme de la loi de Sellmeier, mettant en évidence un suréchantillonnage dans les UV, et un sous-échantillonnage dans l'IR.

3.2.2 Correction radiométrique

La correction radiométrique permet de corriger les valeurs mesurées dans le cube hyperspectral à partir de certaines images de référence. Dans notre cas, nous corrigeons le dark, la luminosité dans le champ de vue de l'instrument ainsi que la correction en longueur d'onde.

3.2.2.1 Dark

Le *dark*, ou signal d'obscurité, est l'image obtenue avec un capteur maintenu dans l'obscurité pendant un temps de pose équivalent à la mesure. Si le temps de pose est infiniment court, il équivaut au bruit de lecture du capteur. Le courant de fuite du capteur, c'est-à-dire le nombre d'électrons s'échappant de la bande de valence des pixels par agitation thermique, est intégré sur le temps de pose de la mesure. Couplé avec le bruit de lecture de la caméra CCD, ils forment l'image appelée « dark ». L'image finale peut se simplifier par :

$$\begin{cases} \text{image} = \text{offset} + \text{data} \\ \text{offset} = \text{dark current}(T, t) + \text{black scene} \end{cases}$$

Où T est la température, dans notre cas maintenue constante à -80°C grâce au refroidissement par effet Peltier de la caméra, et t est le temps d'acquisition en seconde.

Nous simplifierons l'écriture de la manière suivante :

$$\begin{cases} \text{offset} = \text{dark} \\ \text{image} = \text{dark} + \text{data} \end{cases}$$

Dans notre routine de mesure, nous réalisons une série de trois darks à chaque début de mesure dont nous soustrayons la moyenne pour chaque ligne acquise du cube.

3.2.2.2 Traitement dans le champ

L'instrument ne présente pas une luminosité homogène sur tout le champ Y. On observe une variation d'intensité lumineuse à « basses fréquences » (linéaire) dans le champ Y. En effet, le centre de l'image semble plus lumineux que les bords. Cette inégalité est principalement causée par la différence de longueur des chemins optiques entre les faisceaux passants par le centre des miroirs et ceux réfléchis par les bords. Pour des questions de facilité d'usage, nous avons incorporé deux méthodes de correction dans le champ Y : une correction haute fréquence spatiale et une correction basse fréquence spatiale.

Afin de connaître la correction à appliquer, que ce soit en basse ou haute fréquence, nous avons réalisé une mesure de réflectivité d'une source blanche sur un *spectralon*¹ comme illustré sur la Figure 3-18. En traçant la ligne de profil vertical, nous pouvons tracer l'irrégularité de la mesure dans le champ Y de l'instrument, ce qui nous permet de la corriger par la suite.

¹ Fluoropolymère avec la plus grande réflexion diffuse connue parmi les matériaux, de l'ultraviolet au proche infrarouge [59]

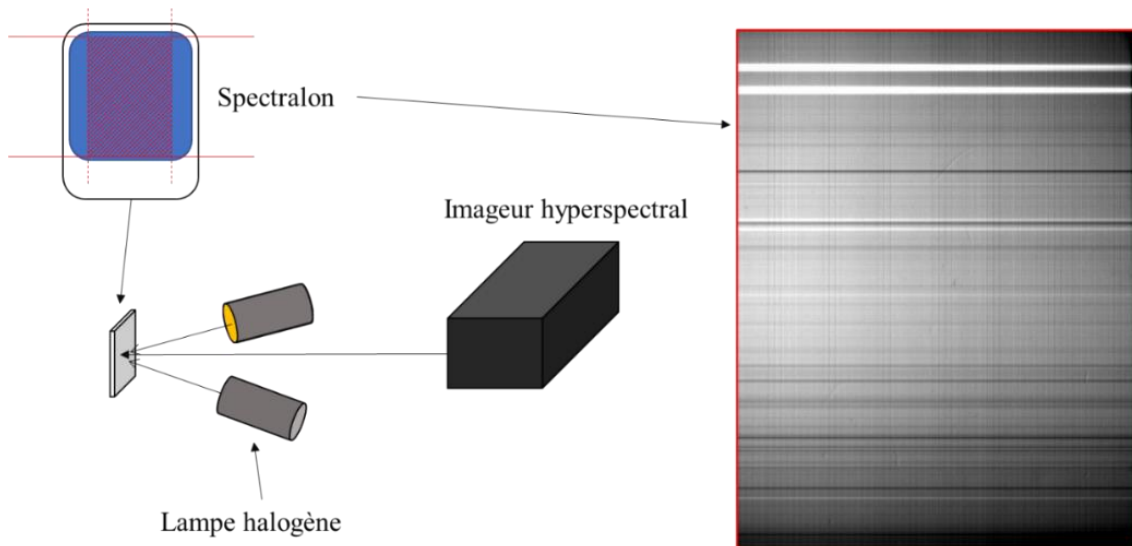


Figure 3-18 - A gauche, schéma illustrant la mesure de l'image du spectralon éclairé par une source homogène acquise à l'aide de l'imageur hyperspectral. A droite, le rendu de la mesure à travers le logiciel ENVI. Les lignes horizontales sont dues au défaut de la fente et l'inhomogénéité de la lumière est due aux effets de bords des miroirs.

Correction haute fréquence

La Figure 3-19 est la courbe de correction haute fréquence superposée à la mesure (qui a été ici pivotée de 90° dans le sens anti-horaire). La correction haute fréquence permet à la fois de prendre en compte la perte de luminosité au bord du champ Y mais aussi les irrégularités de la largeur de la fente. En effet, comme nous l'avons vu dans la section 3.1.2.2, la largeur de la fente n'est pas uniforme sur toute sa longueur.

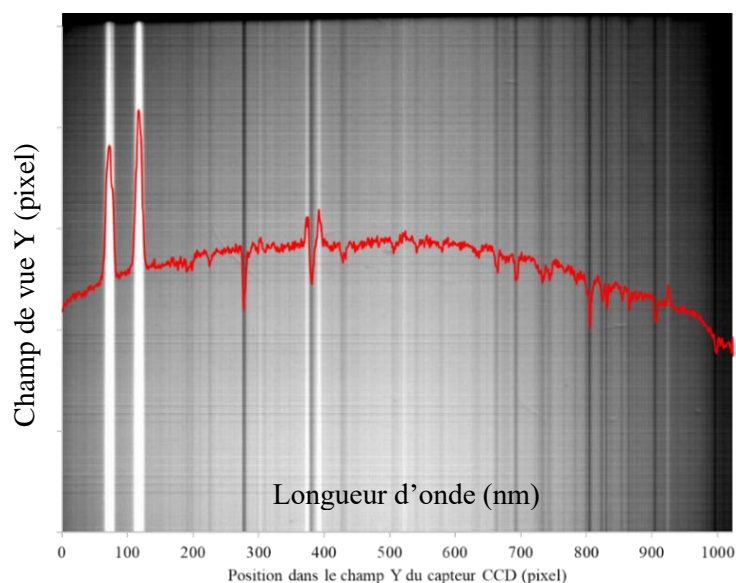


Figure 3-19 - Courbe de la correction haute-fréquence dans le champ Y de la caméra. La forme globale de la courbe permet de corriger la perte de luminosité en bord de champ. Les multiples pics (positifs et négatifs) permettent de corriger les irrégularités de la fente. Nous pouvons aisément reconnaître les deux surlargeurs de la fente sur la partie gauche de l'image.

La correction haute-fréquence amène une difficulté due au maintien de la position de la caméra CCD dans l'instrument. Comme illustré sur la Figure 3-20, celle-ci applique un bras de levier important sur tout l'ensemble du bloc 4 dû à son poids (voir section 2.4.3.4 page 68 du CHAPITRE 2). De ce fait, elle fait pivoter le plan optique d'environ 6 minutes d'arc autour de l'axe Y et décale ainsi de quelques pixels les faisceaux lumineux dans le champ Y de la caméra CCD.

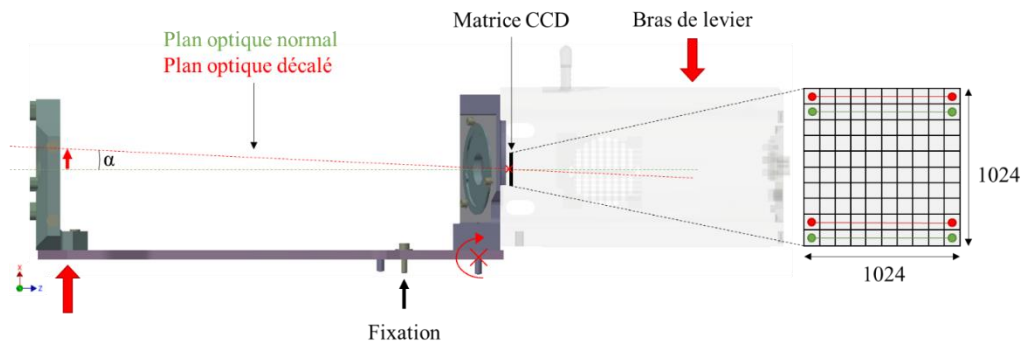


Figure 3-20 - La caméra CCD applique un bras de levier sur tout le bloc 4, décalant angulairement le plan optique et donc l'image dispersée de la fente le long du champ Y du capteur CCD. L'angle α est égal à 6' d'arc.

Nous ne maîtrisons pas le décalage induit par ce mouvement, mais celui-ci reste très faible, de l'ordre de quelques unités de pixel. Nous pouvons donc aisément le corriger en donnant la possibilité à l'utilisateur de décaler la correction haute fréquence, pixel par pixel, dans le champ Y de la caméra CCD. Cette correction se fait à travers l'interface du logiciel comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-21.

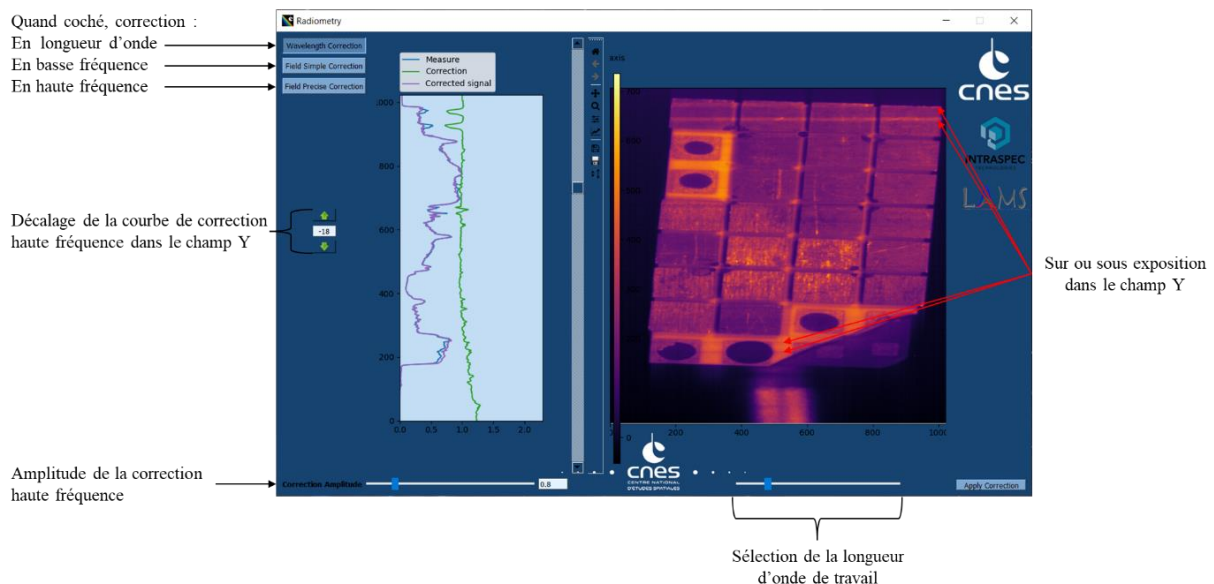


Figure 3-21 - Impression écran de l'interface permettant d'effectuer la correspondance pixel-lambda ainsi que la correction radiométrique dans le champ Y de la caméra CCD. L'utilisateur peut cocher la correction qu'il souhaite appliquer. La correction radiométrique haute fréquence doit être alignée sur les lignes sur ou sous exposées dues aux défauts de la fente. En fonction de la luminosité de la scène, l'utilisateur peut ou non amplifier la correction haute fréquence.

Sur la Figure 3-22, nous pouvons comparer des images du cube avant et après correction. Les défauts liés à la forme de la fente sont lissés. En général, nous nous aidons des deux surlargeurs de la fente pour faire correspondre la courbe de correction.

L'utilisateur peut ne pas appliquer la correction haute fréquence et préférer ne conserver que la correction basse fréquence. Si l'objet est en effet situé au centre du champ de l'instrument, les défauts de la fente sont moins problématiques.

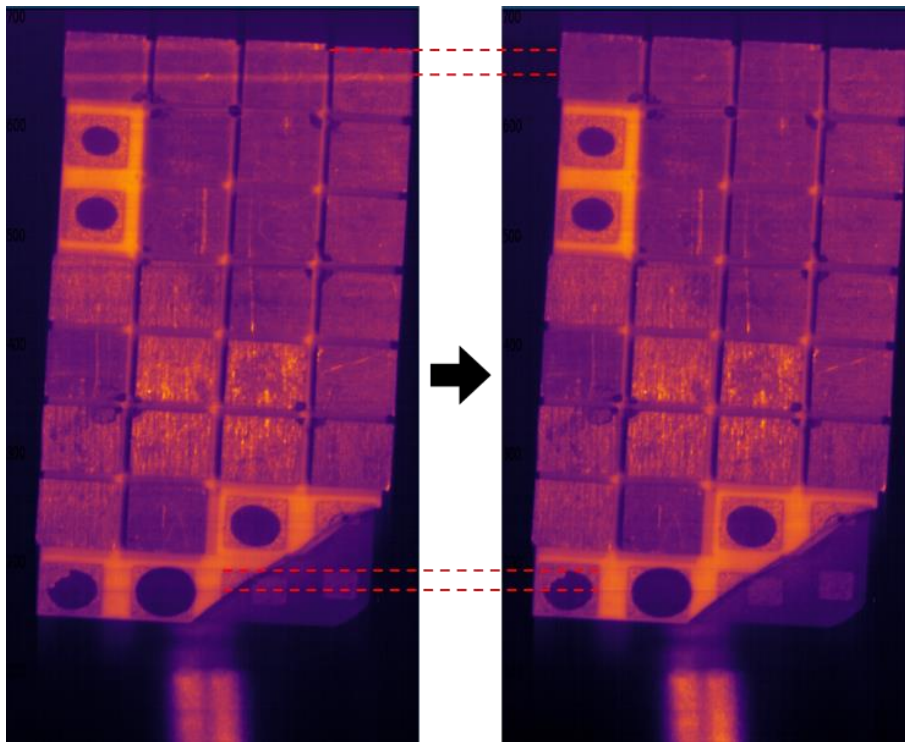


Figure 3-22 - A gauche, image brute issue du cube en fausses couleurs à 365 nm : on peut facilement apercevoir les deux trainées lumineuses en haut du champ dues aux surlargeurs de la fente. A droite, la même image issue du cube corrigée : les deux surlargeurs sont lissés ainsi que les lignes plus sombres en bas du champ.

Correction basse fréquence

La correction basse fréquence permet de corriger l'inhomogénéité lumineuse sur tout le champ Y de l'instrument. Elle ne prend pas en compte les défauts de la fente. Cela permet de réaliser une correction radiométrique plus rapide pour l'utilisateur. En effet, il n'aura pas à aligner la correction haute fréquence avec la mesure comme nous l'avons vu précédemment et ainsi gagner du temps.

La Figure 3-23 représente la courbe de correction basse fréquence superposée à la mesure (qui a été ici encore pivotée de 90° dans le sens anti-horaire). Cette correction basse fréquence est une équation de second ordre et permet de corriger la perte de luminosité au bord du champ Y.

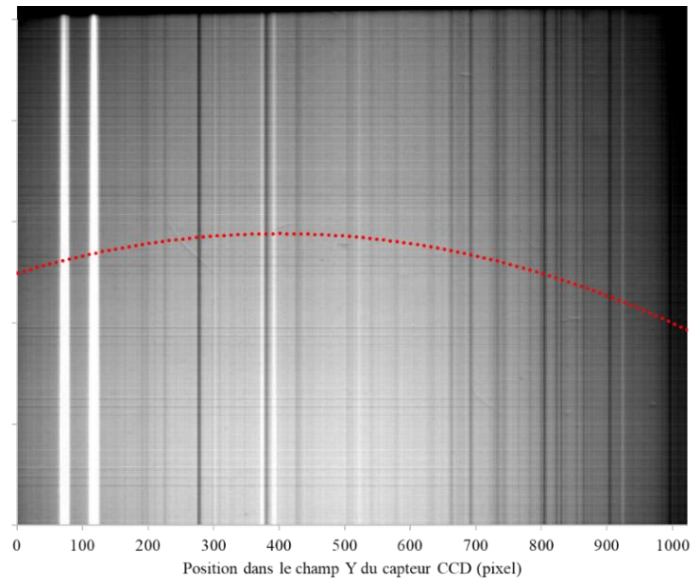


Figure 3-23 - Courbe pour la correction basse fréquence dans le champ Y de la caméra. Nous avons extrait la courbe de tendance de la ligne de profil précédente afin de connaître l'équation de second ordre permettant de corriger la perte de luminosité dans le champ Y de la caméra CCD.

3.2.2.3 Etalonnage en fonction de la longueur d'onde

Un coefficient d'étalonnage radiométrique $C(\lambda)$ doit être appliqué à la mesure en LSB afin d'obtenir une mesure représentative du rayonnement lumineux capté de façon quantitative. Pour cela, nous écrivons :

$$L(\lambda) = C(\lambda) \times M(\lambda) \quad \text{Équation 14}$$

Avec :

- $L(\lambda)$ le rayonnement lumineux en fonction de la longueur d'onde λ
- $C(\lambda)$ le coefficient d'étalonnage en fonction de la longueur d'onde λ
- $M(\lambda)$ la mesure en fonction de la longueur d'onde λ

Pour mesurer le coefficient d'étalonnage, nous avons besoin d'une source lumineuse de référence dont nous allons mesurer le spectre grâce à l'imageur hyperspectral. Ensuite, par comparaison des deux spectres, nous pouvons déduire un coefficient d'étalonnage en fonction de la longueur d'onde du rayonnement mesuré.

Etalonnage grâce au spectre solaire bibliographique

Nous avons effectué un premier étalonnage de notre instrument en utilisant le spectre solaire. Pour cela, nous avons mesuré le spectre du soleil réfléchi par une plaque de spectralon. Une mesure directe de la lumière du soleil aurait saturé la réponse de la caméra CCD. Le spectralon a une bonne réponse en réflectivité sur la gamme de longueur d'onde [330 ; 1000] nm utilisée par l'instrument hyperspectral

[60]. La courbe de réflectivité du spectralon a ensuite été mesurée par un spectromètre Cary 5000 [61] afin de corriger la mesure du spectre solaire de la réponse en réflectivité du spectralon. Pour finir, nous avons utilisé les valeurs du spectre solaire référencé dans la publication [62] pour calculer le coefficient d'étalonnage grâce à l'Équation 14 : $C(\lambda) = L(\lambda)/M(\lambda)$.

Chaque mesure montrée dans la suite de ce manuscrit a été corrigée par ce coefficient d'étalonnage selon la longueur d'onde du rayonnement incident.

Futur protocole d'étalonnage

Bien que cet étalonnage ait permis d'obtenir des mesures cohérentes présentées dans la section 4.4 page 139 du CHAPITRE 4), nous avons anticipé un futur protocole d'étalonnage plus rigoureux. En effet, afin de limiter le risque d'erreurs d'étalonnage, nous souhaitons mesurer le spectre solaire réfléchi par une plaque de spectralon avec l'instrument hyperspectral et un second spectromètre calibré simultanément. Le principe de l'étalonnage proposé ici permet de nous affranchir de la réponse en réflectivité du spectralon mais aussi de mesurer directement le spectre solaire tel qu'il est vu par l'instrument hyperspectral au lieu d'utiliser une référence bibliographique (Figure 3-24).

Pour mettre en place ce protocole, nous nous sommes rapprochés de l'entreprise OceanOptics afin d'acquérir deux spectromètres :

- un spectromètre QEPro [63] travaillant sur la gamme de longueur d'onde [250 ; 950] nm,
- et un spectromètre NIRQuest [64] travaillant sur la gamme de longueur d'onde [900 ; 1700] nm.

Une fois le spectre solaire mesuré sur ces deux plages de longueurs d'onde, nous pourrions extraire le coefficient de correction $C(\lambda)$ sur la plage totale de longueurs d'onde observée par l'instrument hyperspectral.

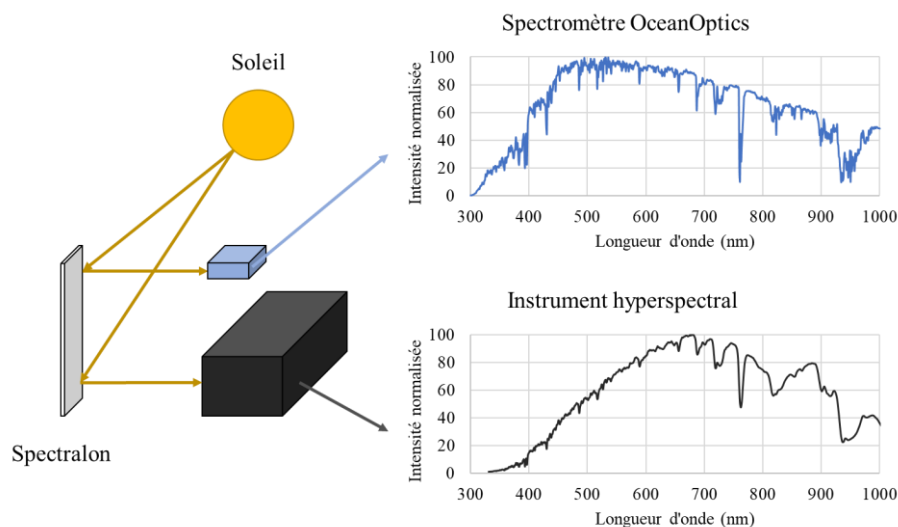


Figure 3-24 - Schéma de principe pour la correction radiométrique en longueur d'onde. La mesure d'une même scène se fait simultanément par l'instrument hyperspectral et par un spectromètre OceanOptics.

3.2.2.4 Correction radiométrique optimisée

Initialement, la correction radiométrique dans le champ et en fonction des longueurs d'onde était réalisée en deux étapes. L'image mesurée par la caméra CCD correspond à une matrice 1024x1024. La première étape de correction radiométrique correspondait au traitement dans le champ Y du capteur CCD colonne par colonne d'une ligne dispersée (section 3.2.2.2). La seconde étape consistait en une correction en fonction des longueurs d'onde ligne par ligne de cette même matrice (section 3.2.2.3).

Ce traitement pouvait être largement optimisé en créant une matrice de correction, comme illustré sur la Figure 3-25. Pour cela, la colonne de traitement dans le champ Y est multipliée par la ligne de correction en fonction des longueurs d'onde. Cette matrice de correction est donc appliquée pour chaque ligne analysée (ce qui correspond donc au nombre d'acquisitions qui ont été nécessaires pour couvrir l'intégralité de la scène).

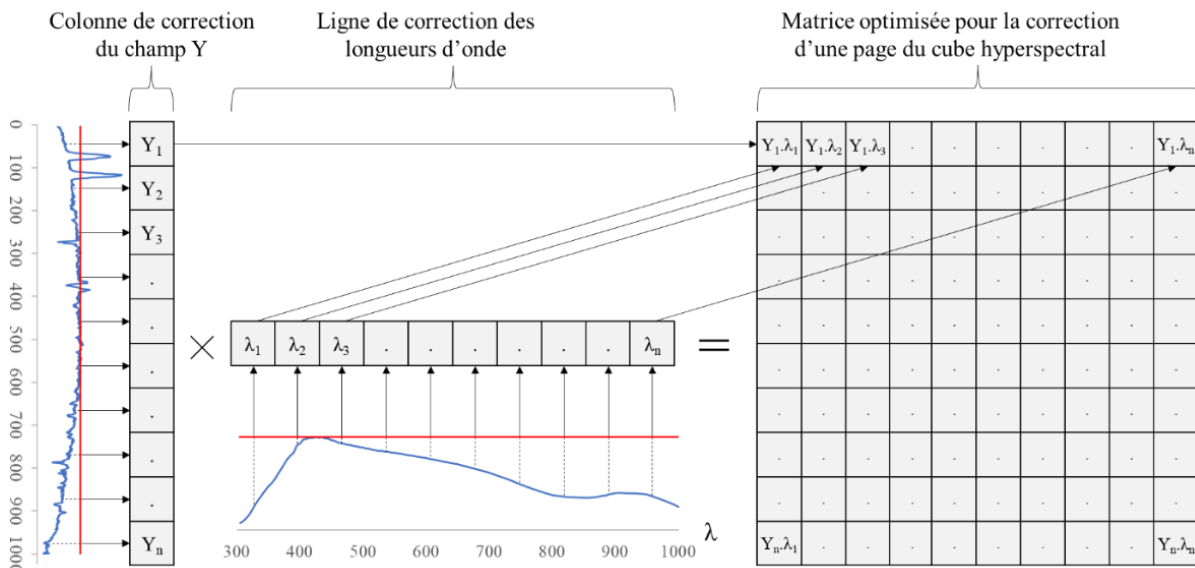


Figure 3-25 - Correction optimisée permettant de corriger une ligne dispersée d'un coup plutôt que de corriger la réponse dans le champ Y de l'instrument puis de corriger la réponse en longueur d'onde.

3.3 Evolution de l'instrument et perspectives

3.3.1 Seconde version de l'instrument pour l'archéologie

L'instrument que nous avons développé durant mon doctorat est une version pour le laboratoire DTN/QE/LE du CNES. Comme expliqué dans l'introduction de ce manuscrit, il sera utilisé en salle propre pour la caractérisation de contaminations sur satellite. Mais cet instrument peut également être employé pour d'autres applications, dont notamment l'archéologie et l'art (étude des pigments des peintures, etc.). C'est pour cette raison que l'un de mes laboratoires d'accueil de cette thèse CIFRE est le Laboratoire d'Archéologie Moléculaire et Structurale (LAMS) de Sorbonne Université. Durant mon doctorat, nous avons donc pris la décision de développer une seconde version de cet instrument, dédié cette fois aux applications présentes au LAMS. Pour cela, j'ai encadré un stagiaire de 3ème année de

l'école d'ingénieur de l'INSA Rennes en spécialité mécanique qui a permis de réaliser cette version de l'instrument [65]. Ce nouvel instrument présente un plus grand champ de vue et couvre une gamme de longueur d'onde plus large, ces caractéristiques sont respectivement 5° et $[300 ; 1000]$ nm contre $3,5^\circ$ et $[330 ; 1000]$ nm actuellement.

3.3.1.1 Etude du système à cage optique

Pour cette seconde version de l'instrument, nous souhaitons faciliter la procédure d'alignement optique et rendre l'ensemble de l'instrument plus léger. Dans ce contexte, j'ai encadré une étude réalisée par un groupe d'étudiants en spécialité robotique à l'école d'ingénieur de Polytech Sorbonne. Nous nous sommes intéressés au système à cage optique qui aurait permis de supprimer la plaque de base qui sert de référence au plan optique. En effet, cette référence présente une épaisseur importante pour éviter une déformation du plan optique et la supprimer permet d'alléger considérablement l'instrument.

Pour valider cette pré-étude, représentée sur la Figure 3-26, nous avons fait appel au bureau d'étude mécanique MILMECA. Finalement, il s'est avéré que le montage d'un système à cage optique obligeait à ajouter différents renforts afin de maintenir l'ensemble mécaniquement stable et perdait donc l'intérêt d'alléger l'instrument.

De plus, sans la plaque de référence, l'alignement optique devait être fait selon des axes optiques et non plus un plan unique. Dans ce contexte une précision micrométrique devenait mécaniquement plus complexe et nettement plus onéreuse. Nous avons donc finalement décidé de conserver une solution équivalente à l'instrument du CNES, c'est-à-dire un montage avec une plaque de référence.

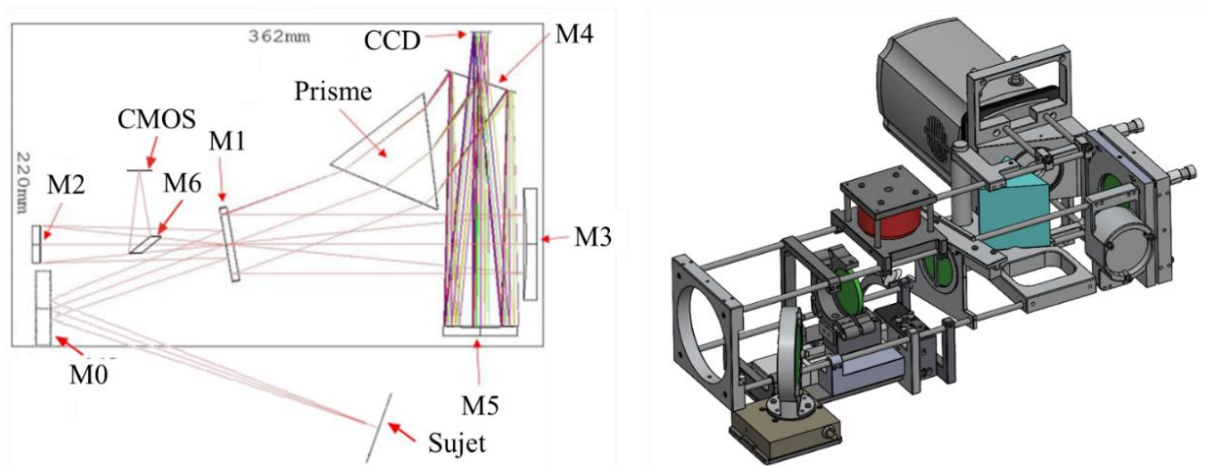


Figure 3-26 - Pré-étude réalisée par les étudiants en spécialité robotique à Polytech Sorbonne. A gauche, schéma ZEMAX de la configuration optique de l'instrument du LAMS. A droite, modèle 3D de l'assemblage du système à cage réalisé par les étudiants.

3.3.1.2 Système à double caisson

Grâce à sa combinaison optique légèrement différente, l'instrument dédié au LAMS a pu être conçu en deux caissons séparés afin de faciliter son transport. Un premier caisson contient la partie optique de l'instrument et un second la partie électronique (Figure 3-27). Les caissons sont indépendants et peuvent être transportés séparément, ce qui constitue un réel avantage en termes de facilité de transport et d'utilisation.

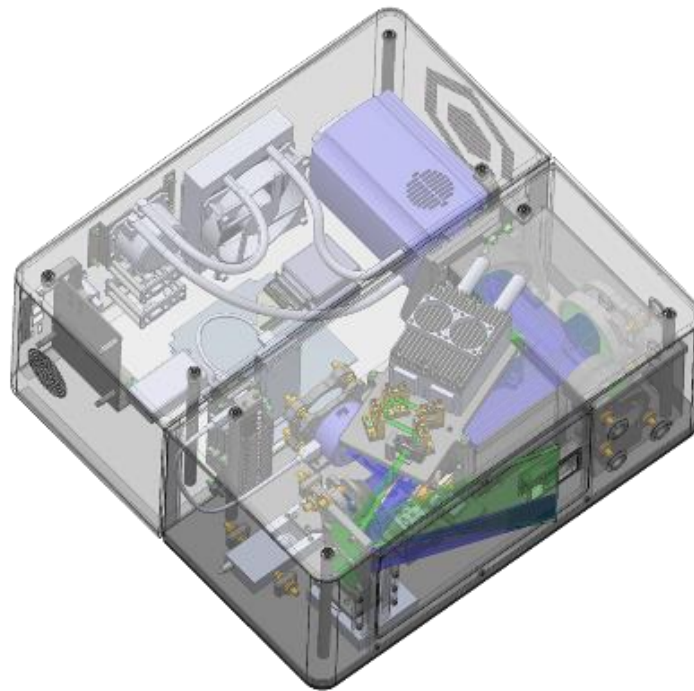


Figure 3-27 - Modèle 3D réalisé par MILMECA. Le système est séparé en deux parties. Une partie optique, et une partie électronique. Celui-ci se démonte afin de faciliter son transport.

3.3.2 Gamme de longueur d'onde de travail de l'instrument

Le développement initial de l'instrument nous a mené à travailler sur une large gamme de longueurs d'onde allant de 330 à 1000 nm, afin de permettre aux utilisateurs de différents domaines d'application d'apprécier les capacités de l'instrument. Cependant, les travaux de cette thèse sur les contaminants des zones sensibles d'engins orbitaux, présentés dans le CHAPITRE 4, ont montré que ces matériaux ont une réponse en fluorescence majoritairement dans la gamme UV-Vis [270 ; 500-600] nm. Dans le cadre de ces applications, il serait donc intéressant que l'instrument puisse mesurer des longueurs d'onde inférieures à 330 nm. Dans ce cas, il sera nécessaire d'adapter les optiques de l'instrument qui sont actuellement traitées en « aluminium amélioré » et ne permettent pas de travailler en deçà de 300 nm.

D'autre part, comme nous l'avons vu sur la Figure 3-16 (page 96), les rayons UV sont plus dispersés que les rayons IR et occupent donc plus de pixels dans le champ X du capteur CCD. Si dans les perspectives de développement de l'instrument, nous décidons de l'adapter afin d'être capables de mesurer les UV de longueur d'onde inférieure à 330 nm, il faudra alors augmenter la largeur du capteur

afin de ne pas perdre le signal des NIR, voire une partie du signal visible. Si la largeur du capteur est conservée, alors la gamme de longueurs d'onde de travail de l'instrument sera nécessairement diminuée.

3.3.3 Utilisation de la technologie CMOS

Les technologies CMOS ont beaucoup évolué dernièrement, et certains industriels proposent des caméras scientifiques présentant des spécifications qui rattrapent celles des caméras à capteur CCD, en particulier pour le bruit thermique [66].

Nous avons comparé le capteur CCD BEX2-DD de la caméra Andor iKon-M 934 [41], que nous utilisons actuellement, avec deux capteurs CMOS :

- le capteur CMOS 4.2B-6 de la caméra Andor Marana [67], dédié à un usage scientifique,
- le capteur CMOS IMX410 de Sony [68], qui présente l'avantage d'être en moyenne dix fois moins cher que les deux autres capteurs comparés.

3.3.3.1 Rapport signal sur bruit

Nous avons utilisé l'expression suivante pour calculer le rapport signal sur bruit (SNR) des différents capteurs :

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{B_{lec}^2 + B_{th}^2 + B_{cod}^2 + B_{ph}^2}} \quad \text{Équation 15}$$

Où S est le signal en nombre d'électrons, B_{lec} le bruit de lecture en nombre d'électrons, B_{th} le bruit thermique en nombre d'électrons/pixel/s, B_{cod} le bruit de codage en nombre d'électrons et B_{ph} est le bruit photonique en nombre d'électrons. Ce dernier suit une loi de poisson : l'écart-type de la distribution, correspondant à la valeur du bruit, est donc égal à la racine carré du signal [69]. Nous pouvons alors écrire : $B_{ph} = \sqrt{S}$. Les différentes composantes de bruit des trois caméras sont présentées dans le Tableau 15.

Tableau 15 – Valeurs des composantes de bruit des capteurs CCD et CMOS comparés

Appellation	Andor iKon-M 934 BEX2-DD	Andor Marana 4.2B-6	Sony IMX410
Capteur	CCD	CMOS	CMOS
B_{lec} (e ⁻)	13,600	1,600	3,750
B_{th} (e ⁻ /pixel/s)	0,00047	0,10	0,060
B_{cod} (e ⁻)	1,984	0,839	7,324

Dans le cas des mesures présentées dans la section 4.3 page 136 du CHAPITRE 4, nous mesurons généralement des signaux de l'ordre d'une centaine de LSB. Pour le comparatif qui suit, nous avons donc fixé le signal à 200 LSB. Grâce à l'Équation 9, nous pouvons calculer le nombre d'électrons correspondant à ce signal, qui vaut donc 400 e⁻. Le Tableau 16 contient les valeurs de SNR, calculées pour chacune des trois caméras considérées, par pixel et pour différents temps d'acquisition.

Tableau 16 - Comparatif du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction du temps d'acquisition pour les trois capteurs

Temps d'acquisition	Andor iKon-M 934 BEX2-DD	Andor Marana 4.2B-6	Sony IMX410
1 seconde	16,48	19,92	18,50
10 secondes	16,48	19,89	18,50
60 secondes	16,47	19,09	18,50
120 secondes	16,43	17,10	18,49

Nous souhaitons attirer l'attention sur le fait que le temps d'acquisition est différent du temps total de mesure. En effet, les temps de mesure pour des scènes de 5 cm par 5 cm peuvent facilement atteindre plusieurs heures, car l'acquisition est effectuée ligne par ligne. Or, lors de nos questionnements sur les perspectives d'évolution de l'instrument, nous faisons souvent l'erreur de chercher un capteur ayant un bruit thermique le plus faible possible puisque celui-ci augmente avec le temps d'acquisition. La confusion entre temps de mesure et temps d'acquisition peut laisser supposer que le bruit thermique augmentera considérablement si le temps de mesure atteint plusieurs heures. Ce qui est bien entendu erroné puisque le temps d'acquisition lui, ne dure qu'une à quelques centaines de secondes. En réalité, le bruit thermique reste négligeable et c'est le bruit de lecture qui est prépondérant.

La Figure 3-28 illustre bien cet effet. Elle représente le SNR calculé en fonction du temps d'acquisition. Nous pouvons constater que dans le cas du capteur CCD de la caméra iKon-M 934, le SNR varie très peu en fonction du temps d'acquisition. En effet, le bruit thermique des capteurs CCD est plus faible que celui des capteurs CMOS de plusieurs ordres de grandeur (Tableau 15). Cependant, cet effet est contrebalancé par le faible bruit de lecture des capteurs CMOS qui leur confère un SNR global plus élevé que dans le cas du capteur CCD actuellement employé.

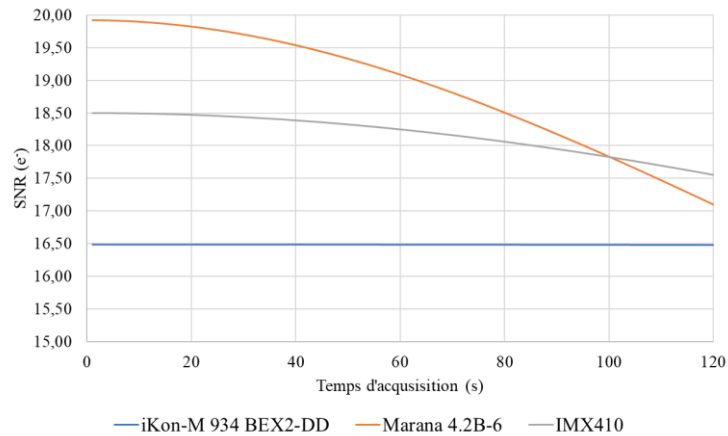


Figure 3-28 - Courbe du SNR des capteurs comparés en fonction du temps d'acquisition. Les deux capteurs CMOS présentent un rapport signal sur bruit plus haut pour des temps d'acquisition allant jusqu'à 120 secondes.

3.3.3.2 Efficacité quantique

En plus du SNR, nous nous sommes intéressés à un second critère d'intérêt : l'efficacité quantique (QE pour quantum efficiency). Cette grandeur représente la sensibilité du capteur. Elle correspond au rapport entre le nombre d'électrons produits et le nombre de photons incidents et s'exprime généralement en pourcentage (%). La Figure 3-29 présente les courbes des QE en fonction de la longueur d'onde pour les trois capteurs comparés. Il est à noter que le QE en deçà de 400 nm du capteur CMOS IMX410 n'est pas fourni par le constructeur.

Le QE des capteurs est l'un des éléments qui conditionnera la gamme de longueurs d'onde de travail de l'instrument. Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2 page 105, nous souhaiterions être en mesure d'observer des longueurs d'onde inférieures à 330 nm. La caméra à capteur CCD utilisée actuellement présente une réponse très faible en deçà de 400 nm. Or dans la gamme des UV, la caméra Andor Marana 4.5B-6 présente un meilleur QE, ce qui permettrait d'obtenir une meilleure sensibilité de l'instrument dans les UV.

Dans le cas des applications du LAMS, les œuvres caractérisées ne peuvent pas être éclairées trop intensément par des UV sous peine de les détériorer et de fortes photo-dégradations sont très probables avec les UV-C. La caméra à capteur CCD actuelle reste alors pertinente car elle propose une efficacité quantique élevée sur une large bande allant de 400 à 900 nm.

3.3.3.3 Suppression du shutter

Le principe de transfert de charges inhérent aux capteurs CCD implique l'utilisation d'un shutter (ou obturateur en français) qui permet de stopper l'éclairement des pixels le temps du comptage des électrons générés [70] [71]. Dans le cas des capteurs CMOS, tous les pixels sont lus simultanément, le shutter n'est donc pas nécessaire. Cela représente un avantage car ce dernier induit des problèmes de vibration à chaque mouvement qui peuvent nuire à la qualité de l'image.

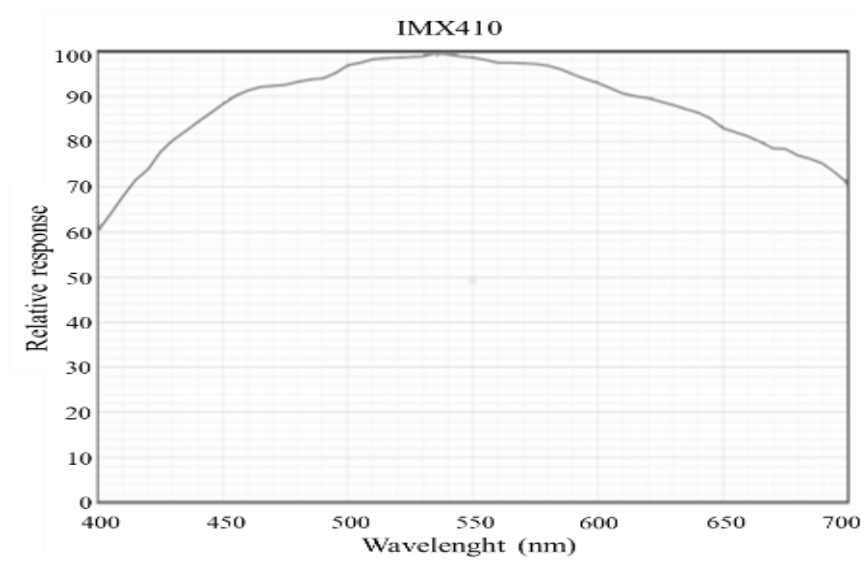
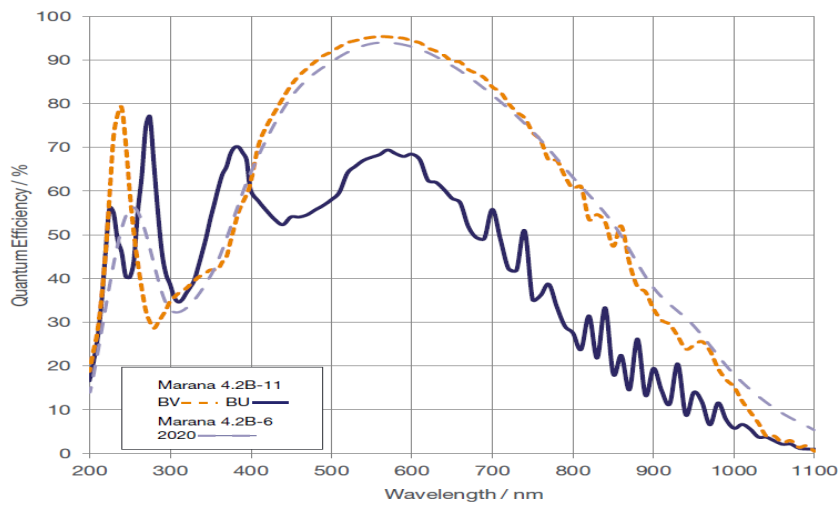
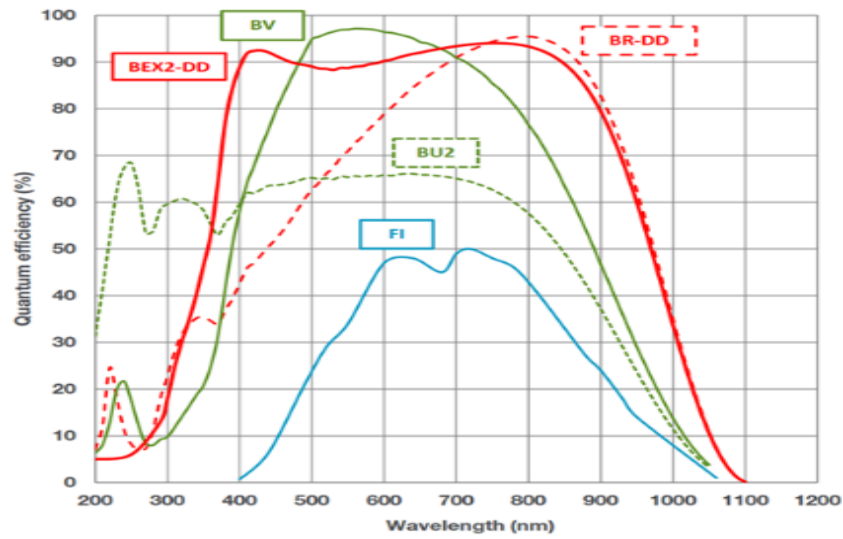


Figure 3-29 - En haut, le QE du capteur CCD de l'iKon-M 934 [41] représenté par un trait rouge plein. Au milieu, le QE du capteur CMOS de la Marana 4.2B-6 [67] représenté par un trait à tirets bleus. A droite, le QE normalisé à 100% du capteur CMOS IMX410 [68].

3.3.4 Instrument actif

Un des autres grands axes d'amélioration est de rendre l'instrument actif, c'est-à-dire qu'il puisse travailler de manière autonome entre l'excitation et la mesure. L'objectif est de développer un système d'excitation intégré dans l'instrument pour la mesure de fluorescence, mais également que ce système permette d'illuminer seulement la ligne mesurée par l'instrument.

3.3.4.1 Utilisation d'une couronne de LED

L'instrument du CNES dispose actuellement d'une couronne de LED fixée autour de son entrée (Figure 3-30) afin d'éclairer le sujet placé à 260 mm de l'entrée de l'instrument à différentes longueurs d'onde.

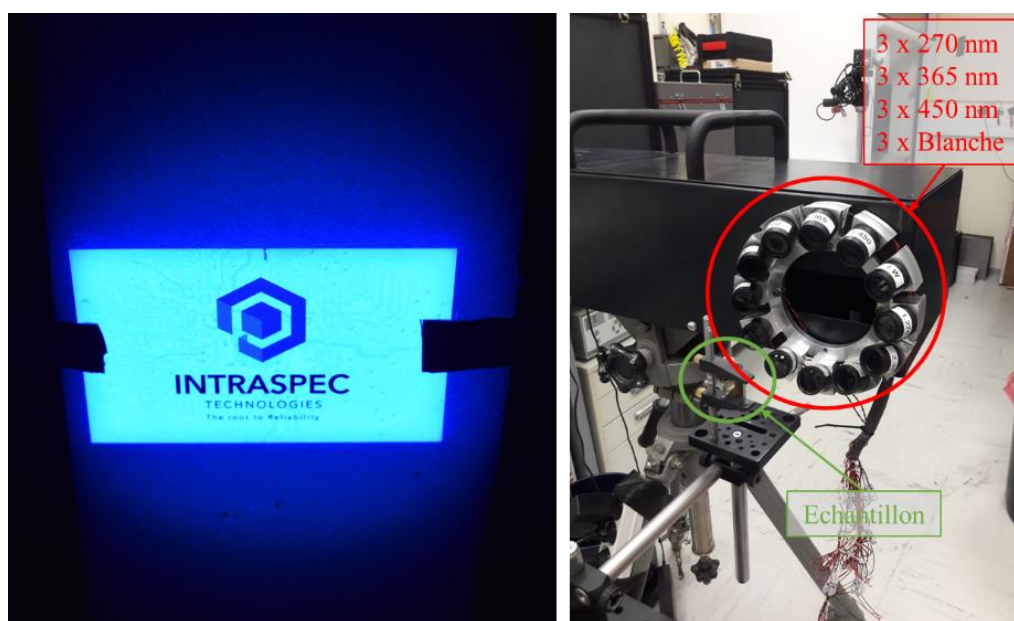


Figure 3-30 - A gauche, éclairage sur une carte de visite induit par les LED à 365 nm. A droite, anneau de LED fixé à l'instrument, présentant 4 jeux de 3 LED à une longueur d'onde spécifique, placées chacune à 120° de sa voisine.

Ce montage a l'avantage d'être facile à mettre en place mais il présente deux principaux défauts. Le premier est qu'il fige la distance de mesure à 260 mm, nous imposant ainsi de travailler à la même distance de l'échantillon. Le second est qu'il éclaire l'échantillon sur toute la surface d'intérêt durant l'intégralité de la mesure, exposant ainsi l'échantillon à un rayonnement pouvant le dégrader s'il est trop énergétique. Dans le cas des échantillons de contamination mesurés avec l'instrument, nous avons dû les exciter à 270 nm pendant plusieurs heures. Or, la LED employée pour les mesures à 270 nm possède une puissance optique de 100 mW, soit 100 mJ/s [72]. Nos contaminants sont en général des résines époxy ou des silicones et un flux de 100 mW pendant plusieurs heures peut induire des modifications chimiques car l'énergie des photons d'éclairage est largement au-delà de l'énergie de dissociation de certaines liaisons chimiques, notamment les liaisons C-C, C-H et C-O [73] [74].

Dans ce contexte, j'ai encadré une seconde étude réalisée par un groupe de quatre étudiants de l'école d'ingénieur Polytech Sorbonne en spécialité matériaux, dont les résultats sont présentés dans la référence [75]. L'étude a été menée sur une colle époxy EC2216 (que nous étudions dans le CHAPITRE 4), et conclut qu'il n'y a pas d'endommagement sous excitation photonique à 270 nm avant environ 24 heures. Il serait plus pertinent d'élargir l'étude aux dépôts de contaminants plutôt que sur le matériau initial.

D'autres difficultés rendent la solution d'anneau de LED peu intéressante au-delà du problème de surexposition :

- Intégration : la couronne de LED implique un montage volumineux qui ne peut être intégré dans l'instrument.
- Instrument passif : les LED sont commandées séparément du logiciel d'acquisition.
- Non-monochromatique : les trois jeux de LED à 270, 365 et 450 nm ne sont pas parfaitement monochromatiques (Figure 3-31). Les spectres d'émission correspondent à des gaussiennes dont les queues peuvent noyer des signaux de fluorescence.
- Faible flux, comme démontré dans la section 3.3.4.2 suivante.

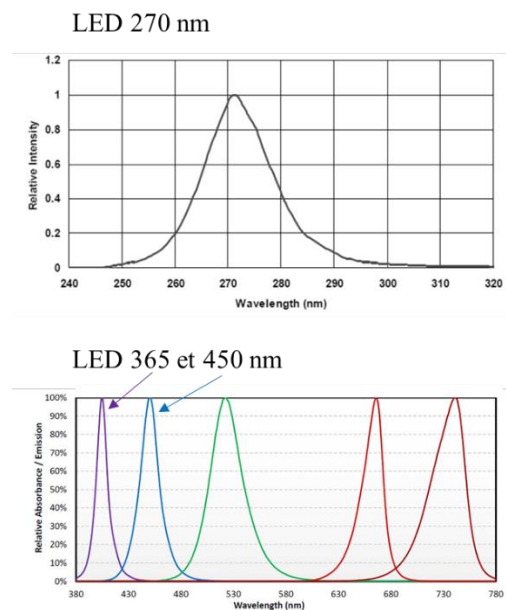


Figure 3-31 - Courbes d'émission des différentes LED utilisées sur l'anneau.

3.3.4.2 Intégration de lasers

Une grande différence entre l'instrument dédié au CNES et celui dédié au LAMS provient du système d'excitation. Comme nous l'avons déjà vu, le LAMS travaille sur des œuvres qui peuvent être sensibles aux rayonnements UV, notamment au niveau des pigments de peinture, pour lesquelles il faut limiter l'exposition. Nous avons donc envisagé d'utiliser une raie laser permettant d'éclairer uniquement la ligne du sujet qui est en cours de mesure par l'instrument hyperspectral. Les avantages d'un tel système sont multiples :

- La source est monochromatique.
- Seule la partie utile de l'échantillon est éclairée.
- La densité de puissance lumineuse par unité de surface est réglable.

Le système d'éclairage laser est un bloc indépendant intégré au-dessus du système optique de l'instrument. Il est composé de deux lasers LASOS [76] [77] (utilisés séparément), d'un filtre dichroïque et de trois miroirs plans placés dans quatre montures identiques, et d'une lentille de Powell placée sur une platine de rotation (schéma de gauche de la Figure 3-32). Les différentes montures servent à injecter le faisceau laser dans l'axe M0-M1 de sorte à confondre la raie laser et la ligne de scan de l'instrument. La platine de rotation sert à régler la verticalité de la raie laser en jouant sur l'orientation de la lentille de Powell. La raie laser ainsi formée est projetée sur le sujet via le miroir M0_{bis} placé dans le même plan que M0 comme représenté sur le schéma de droite de la Figure 3-32.

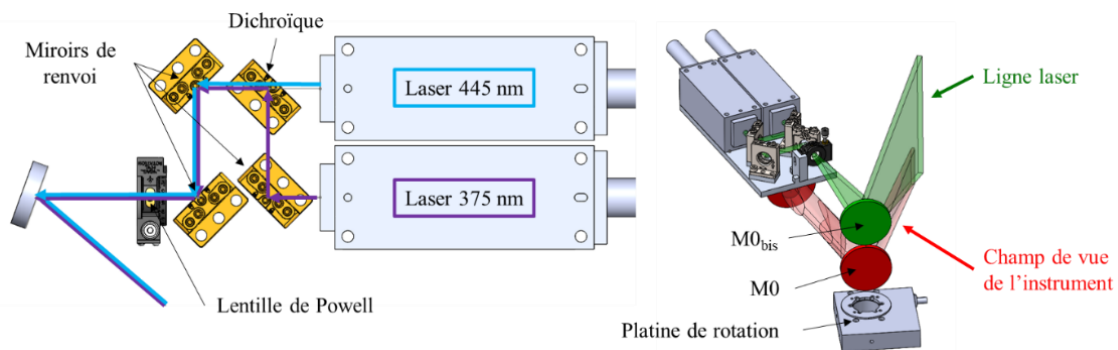


Figure 3-32 - A gauche, vue de dessus du montage. A droite, vue 3D du montage et des deux miroirs montés sur la platine de rotation

Mesure de l'homogénéité du faisceau laser

Nous avons mesuré le flux le long de la raie laser pour vérifier son homogénéité. Comme illustré sur la Figure 3-33, nous avons utilisé un wattmètre optique afin de mesurer le flux tous les 3° le long des 30° de champ angulaire de la raie laser. Celle-ci est projetée sur un écran situé à une distance $L_{\text{écran}} = 2400 \text{ mm}$ de la lentille de Powell, de sorte que la diode du wattmètre de diamètre $d = 10,3 \text{ mm}$ ait un champ angulaire de mesure : $\theta_d = \tan^{-1} \left(\frac{d}{L_{\text{écran}}} \right) = 0,25^\circ$. Cela permet d'effectuer des mesures relativement ponctuelles au regard du champ angulaire de la source laser.

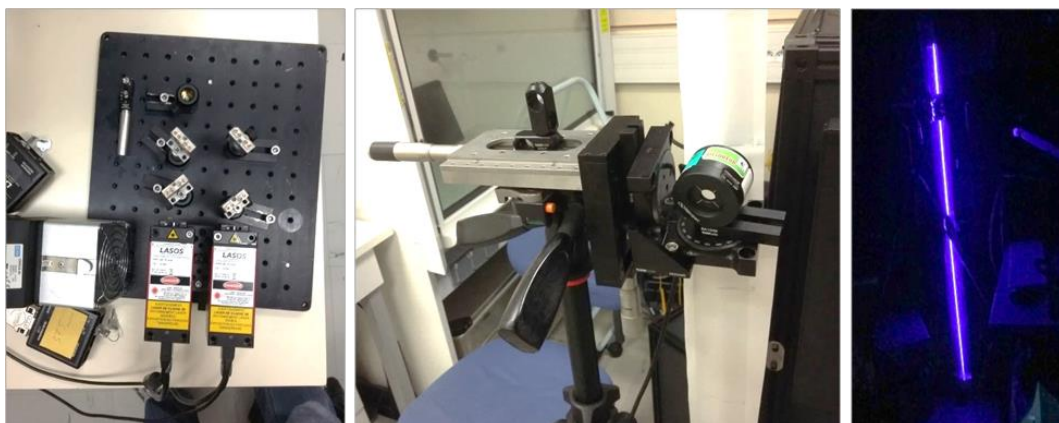


Figure 3-33 - A gauche, système lasers décrit plus haut. Au centre, wattmètre optique Newport monté sur sa platine de translation. A droite, raie laser à 445 nm réalisé à l'aide du système laser.

La variation du flux le long de la raie laser est représentée sur la Figure 3-34 pour trois lasers différents : un laser à 633 nm¹ et les deux lasers utilisés dans l'instrument (375 nm et 445 nm). L'écart moyen quadratique le long de la raie laser vaut : 8 % pour le laser à 633 nm, 14 % pour le laser à 375 nm et 16 % pour le laser à 445 nm. Nous avons prévu dans le futur de corriger cette inhomogénéité grâce au logiciel à partir d'une mesure de calibration.

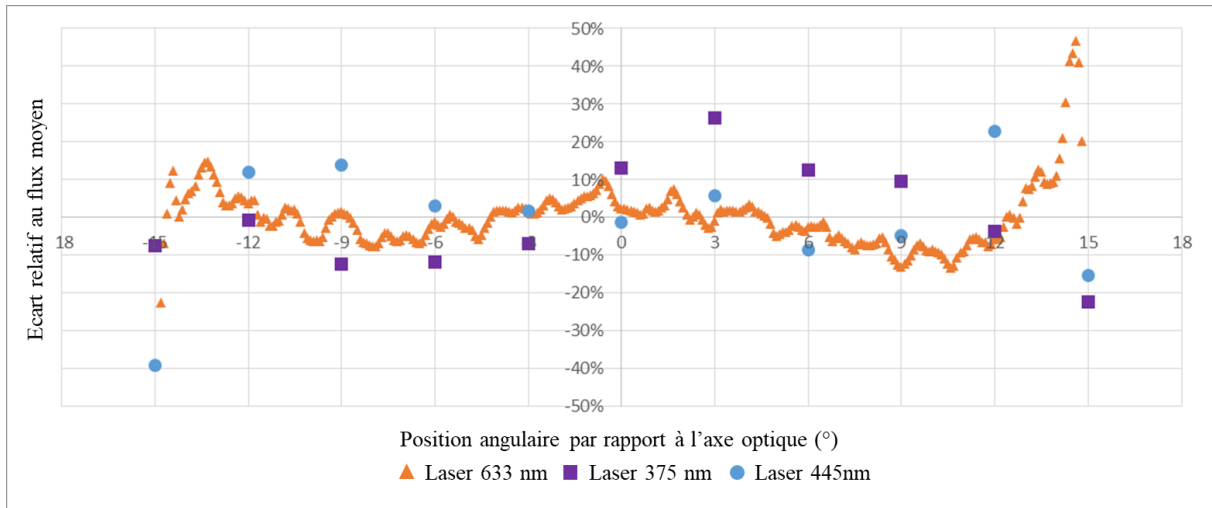


Figure 3-34 - Variation du flux le long de la raie laser pour trois lasers : un laser à 633 nm (triangles orange), un laser à 375 nm (carrés violets) et un laser à 445 nm (ronds bleus).

En réalité, comme évoqué dans la section 3.3.1 page 103, le champ du nouvel instrument couvre seulement 5° de la scène. Il serait ainsi plus représentatif de déterminer l'écart moyen quadratique sur cette plage au lieu du champ angulaire de 30° de la raie laser. Le pas de mesure tous les 3° est cependant trop grand pour calculer un écart moyen quadratique significatif sur une plage de 5°. De nouvelles mesures avec un pas plus fin devront donc être réalisées afin d'obtenir une mesure de calibration pertinente.

3.3.4.3 Comparaison des performances de la couronne LED et du système laser

Les mesures du flux du laser nous ont également permis de comparer les performances de l'éclairage du système laser et de la couronne de LED.

Le flux moyen mesuré le long de la raie laser est $F_{\text{laser}} = 300 \mu\text{W}$. Sachant que la largeur du faisceau laser $l = 2 \text{ mm}$ est constante et que l'objet est en position SWD, soit à une distance $L_{\text{SWD}} = 300 \text{ mm}$ de la lentille de Powell, l'éclairement en SWD est :

$$E_{\text{laser}} = F_{\text{laser}} \frac{L_{\text{laser}}}{l \cdot d \cdot L_{\text{SWD}}} = 116 \mu\text{W}/\text{mm}^2 \quad \text{Équation 16}$$

¹ Mesures issues de la documentation technique de la lentille de Powell.

La couronne de LED est conçue pour travailler à 200 mm du sujet, quelle que soit la distance de travail de l'instrument. Le flux mesuré est $F_{LED} = 1440 \mu W$, ce qui correspond à un éclairement :

$$E_{LED} = 4 \cdot \frac{F_{LED}}{\pi d^2} = 17 \mu W/mm^2 \quad \text{Équation 17}$$

En position SWD, le système laser fournit donc un éclairement 7 fois plus important que le système LED. Ce constat conduit à deux possibilités [78] :

- A rapport signal sur bruit identique, les mesures peuvent être prises 7 fois plus rapidement.
- A durée de mesure identique, le rapport signal sur bruit, et donc la qualité des mesures, peut être multiplié par un facteur $\sqrt{7} \approx 2,6$.

A la fin de mon doctorat, nous avons été en mesure d'intégrer le bloc laser. Pour cela, nous avons acheté des montures ½ pouces du fournisseur Newport et le bureau de conception mécanique MILMECA a réalisé des pièces en aluminium anodisées noires présentées sur la Figure 3-35. Ce bloc sera prochainement intégré puis testé sur la version de l'instrument dédiée au LAMS.



Figure 3-35 - Système assemblé après fabrication par l'entreprise MILMECA

Applications

4.1	Matériaux étudiés	116
4.1.1	Polymérisation des résines époxydes	117
4.2	Dépôt et analyse de contaminants sur substrats de silice fondue	119
4.2.1	Substrat.....	119
4.2.2	Dégazage.....	126
4.2.3	Analyse du dépôt.....	130
4.2.4	Conclusion de l'étude en transmission	135
4.3	Mesures de fluorescence des dépôts de contaminants.....	136
4.3.1	Mesure à l'aide du banc de spectrométrie	136
4.3.2	Comparaison des dépôts de contaminants issus des matériaux EC2216 et EC9323	138
4.3.3	Conclusion de l'étude de fluorescence	138
4.4	Mesure à l'aide de l'instrument d'imagerie hyperspectrale	139
4.4.1	Moyen d'essais.....	139
4.4.2	Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC2216.....	141
4.4.3	Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC9323.....	144
4.4.4	Azurant.....	147
4.5	Comparaison spectromètre et imageur hyperspectral.....	148
4.5.1	Comparaison des spectres	148
4.5.2	Discussion	150

CHAPITRE 4. APPLICATIONS

Dans les chapitres précédents, la description complète du développement de l'instrument hyperspectral a été présentée. Ce dernier chapitre consiste à valider ses performances sur un cas d'application concret et à mettre en évidence les éventuels points d'amélioration.

Lorsque des instruments spatiaux sont soumis à un dégazage sous-vide à haute température afin de réduire les risques de contamination moléculaire ultérieure, un dépôt de matière est susceptible de se former à la surface de ceux-ci. Afin de mettre en place les mesures correctives adéquates (nettoyage par exemple), il convient d'analyser la nature chimique de ces contaminants, idéalement sans contact. L'instrument hyperspectral pouvant répondre à ce besoin, il a été décidé d'analyser deux dépôts issus du dégazage de deux matériaux largement utilisés dans l'industrie spatiale.

4.1 Matériaux étudiés

Les colles de type polyépoxydes, comme les matériaux EC2216 ou EC9323, sont fréquemment utilisées dans le domaine du spatial pour assembler des pièces. Ces produits sont industriels, leur méthode de synthèse et leur composition exacte ne sont donc pas fournies. En revanche, grâce à leurs fiches techniques [13], [14] et fiches de sécurité [79], [80], nous savons que ces deux colles sont des bi-composants. Le premier composant est une base « époxy modifiée » et le second une « amine modifiée ».

Ces deux références de colle ont été développées initialement pour le domaine de l'aéronautique mais sont souvent mises en œuvre lors de la conception de satellites au sein des diverses agences et industriels du domaine du spatial. Lorsqu'un matériau est envisagé pour une application dans ce domaine, les propriétés de dégazage de ce dernier doivent être qualifiées selon la norme ECSS-Q-ST-70-02 [81]. Deux grandeurs peuvent caractériser les propriétés de dégazage d'un matériau. Il s'agit de la valeur de CVCM (Collected Volatile Condensable Material) qui correspond à la masse de contaminant collectée sur le substrat après dégazage ou de la valeur de TML (Total Mass Loss) qui correspond à la perte de masse totale au cours du test de dégazage. Ces grandeurs sont exprimées en pourcentage de masse de l'échantillon testé.

La valeur de CVCM du matériau EC2216 est très faible, de l'ordre de 0,005 % d'après les données issues d'essais internes au CNES. Le matériau EC9323, quant à lui, présente un fort taux de dégazage (TML supérieur à 1 %) qui nécessite une dérogation pour son utilisation dans le domaine du spatial. Il reste tout de même largement employé grâce à ses excellentes propriétés thermomécaniques.

Les deux matériaux après polymérisation sont visibles sur la Figure 4-1. Le matériau EC2216 est une résine époxy souple de couleur grisâtre (Figure 4-1-a). Le matériau EC9323 est plus rigide et de couleur blanche (Figure 4-1-b).

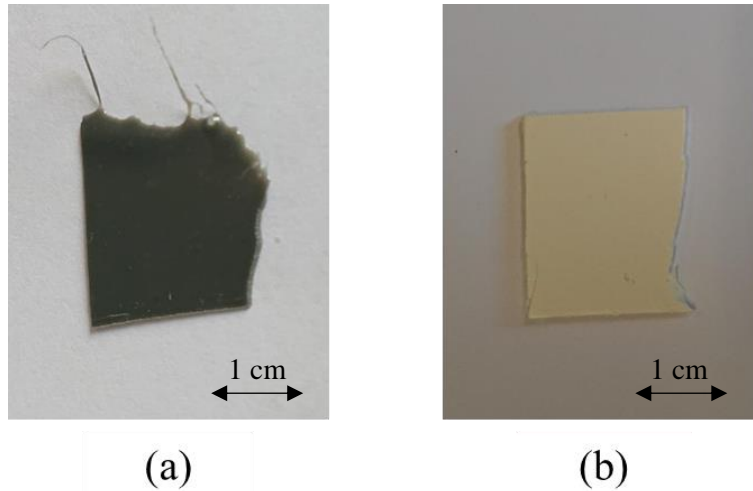


Figure 4-1 - Matériau EC2216 après polymérisation de couleur grisâtre (a) et matériau EC9323 après polymérisation de couleur blanc laiteux (b).

4.1.1 Polymérisation des résines époxydes

Nous présentons ici la synthèse la plus courante pour une résine époxy réticulée par des polyamines afin de mieux comprendre les étapes qui régissent la polymérisation des colles que nous étudions dans ce chapitre. Nous insistons sur le fait qu'il ne s'agit pas de la méthode de synthèse exacte suivie par le fabricant des deux colles.

4.1.1.1 Les prépolymères époxy

Le prépolymère époxy diglycidyléther de bisphénol A (DGEBA) est l'un des prépolymères les plus produits [82]. Sa structure chimique est présentée sur la Figure 4-2.

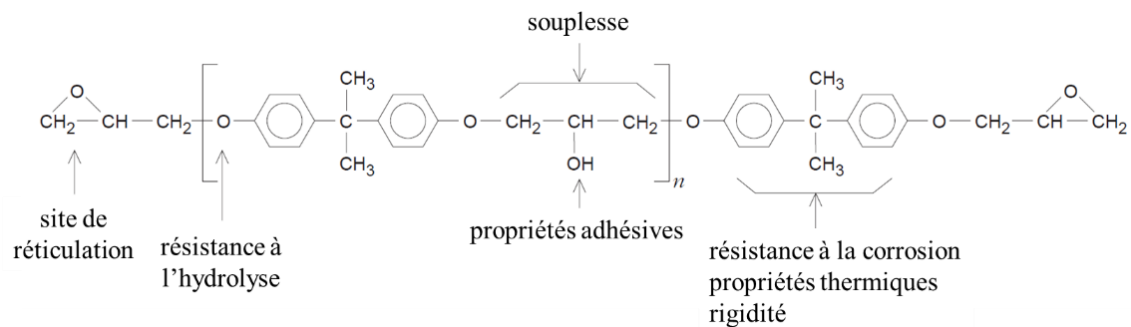


Figure 4-2 - Formule développée du diglycidyléther de bisphénol A (DGEBA) [82] où n représente le degré de polymérisation

Pour synthétiser le DGEBA, une certaine quantité de diphenylolpropane (bisphénol A) réagit avec l'épichlorohydrine en présence de soude. La réaction globale est représentée schématiquement sur la Figure 4-3.

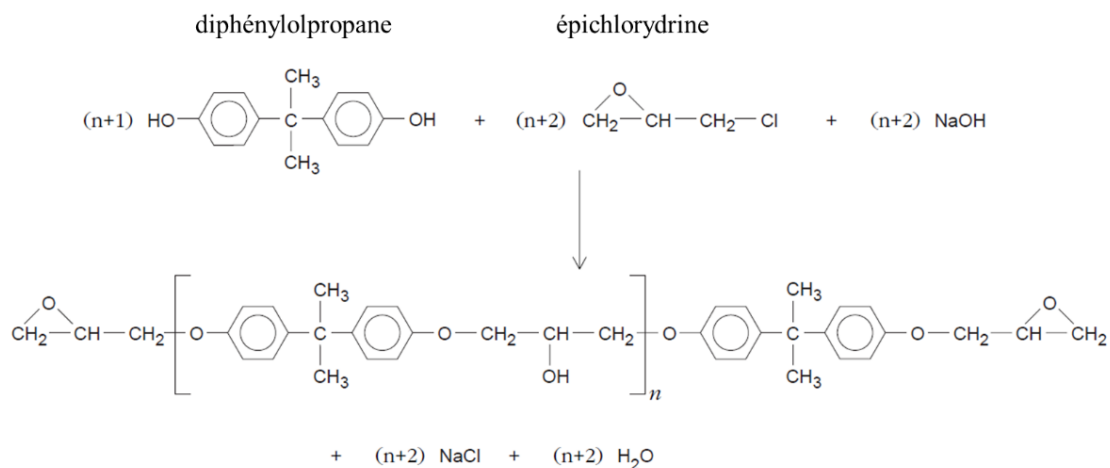


Figure 4-3 - Synthèse des prépolymères diépoxy DGEBA par le procédé Taffy [83]

4.1.1.2 Les durcisseurs polyamines

Les prépolymères époxy présentent la particularité de réagir avec de nombreux groupements fonctionnels, dont les amines qui sont les plus couramment utilisées. Ces amines sont présentes dans des polyamines de plusieurs familles : aliphatiques, cycloaliphatiques ou aromatiques. Elles se distinguent par leur fonctionnalité (nombre de groupements amines) et par la nature chimique des liens entre fonctions amines réactives.

4.1.1.3 Réticulation

Lors de la réticulation, les résines thermodurcissables deviennent infusibles et insolubles par réactions chimiques exothermiques (réaction de polyaddition irréversible). Le matériau résultant est un réseau tridimensionnel infini. La plupart des formulations nécessitent un apport de chaleur pour réticuler [84]. Une représentation schématique en deux dimensions de la réticulation d'une résine thermodurcissable est donnée en Figure 4-4.

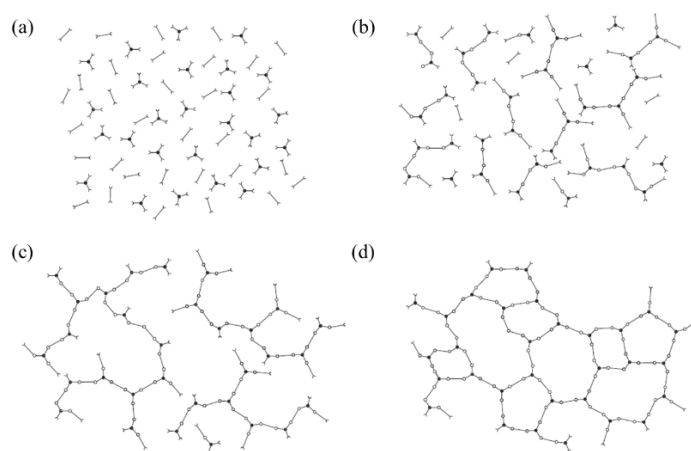


Figure 4-4 - Représentation en deux dimensions de la réticulation d'un polymère thermodurcissable [85] avec : (a) composants n'ayant pas réagi ; (b) croissance linéaire et branchement des chaînes ; (c) formation d'un gel, (d) produit complètement réticulé.

La réaction d'une amine primaire avec des groupes époxy conduit à plusieurs possibilités. La structure du réseau formé lors de la réticulation est influencée par les vitesses relatives des différentes réactions. La réaction illustrée sur la Figure 4-5 d'un groupe époxy avec une amine primaire produit un alcool secondaire et une amine secondaire (réaction (1)). L'amine secondaire réagit à son tour avec un groupement époxy pour former une amine tertiaire et deux alcools secondaires (réaction (2)). Ces séquences jouent un rôle primordial sur les propriétés du matériau à température ambiante.

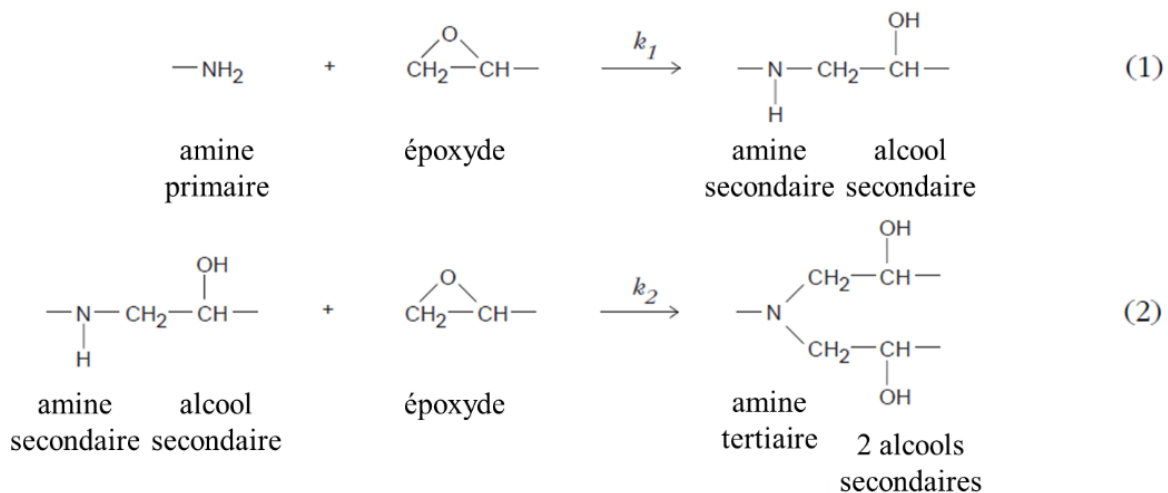


Figure 4-5 - Principales réactions chimiques ayant lieu lors de la réticulation [83].

4.2 Dépôt et analyse de contaminants sur substrats de silice fondue

Afin d'avoir des échantillons représentatifs des problématiques rencontrées dans l'environnement spatial, un dégazage sous vide thermique des deux colles époxy évoquées précédemment a été mené. L'objectif est d'obtenir des dépôts d'épaisseurs différentes qui permettront de définir la sensibilité minimale de l'instrument d'imagerie hyperspectrale. En outre, un dépôt important et non représentatif de la contamination usuellement observée au sol ou en vol (de l'ordre d'une dizaine de micromètres d'épaisseur) a été obtenu afin de mettre en évidence un signal de fluorescence plus intense et donc plus aisément analysable.

4.2.1 Substrat

Nous avons décidé de travailler sur des substrats en silice fondue pour deux raisons. La première est que celle-ci nous permet de réaliser des mesures dans l'intervalle de longueurs d'onde de travail de l'imageur hyperspectral sans influencer les données. En effet, la silice fondue étant transparente dans le domaine de longueur d'onde 250-1000 nm [86], aucun phénomène d'absorption et donc de fluorescence n'aura lieu. De plus, de nombreuses optiques sont fabriquées en silice et sont donc sujettes à une potentielle contamination.

4.2.1.1 Transmission

Nous avons réalisé des mesures de transmissions sur chaque substrat afin de confirmer qu'ils n'absorbent pas sur la gamme de longueur d'onde d'excitation. Cela nous permet aussi lors de la mesure en transmission des dépôts de soustraire, si elle existe, l'absorption des substrats. Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé le spectromètre Cary 5000 [61], visible sur la Figure 4-6.



Figure 4-6 - Spectromètre Cary 5000 avec son module de mesure en transmission du laboratoire d'expertise du CNES

Il s'agit d'un spectromètre à double faisceau. Le fonctionnement est présenté sur la Figure 4-7 mais la détection n'est pas représentée car elle dépend de la mesure souhaitée. En effet, différentes mesures peuvent être obtenues selon l'accessoire qui est incorporé au spectromètre Cary, comme les spectres de réflexion et de transmission. Il possède une large bande spectrale de détection allant de l'ultraviolet (UV) à l'infrarouge (IR) en passant par le visible, soit de 200 nm à 3300 nm.

Pour cela, il dispose de deux lampes différentes, une lampe deutérium qui émet dans l'UV et une lampe quartz-iode (QTH pour Quartz Tungsten Halogen) pour le visible et l'IR. Tout d'abord, la lumière entre dans un monochromateur qui permet de sélectionner la longueur d'onde incidente. Puis le faisceau est divisé en deux ce qui permet de mesurer simultanément la lumière incidente et la lumière venant de l'échantillon. Les faisceaux traversant la référence et l'échantillon atteignent leur capteur respectif. Grâce à ce système de double faisceau, on peut normaliser les spectres en temps réel, ce qui permet de prendre en compte les incertitudes liées à l'appareil au moment même de la mesure (variation de l'intensité de la lampe, bruit ...).

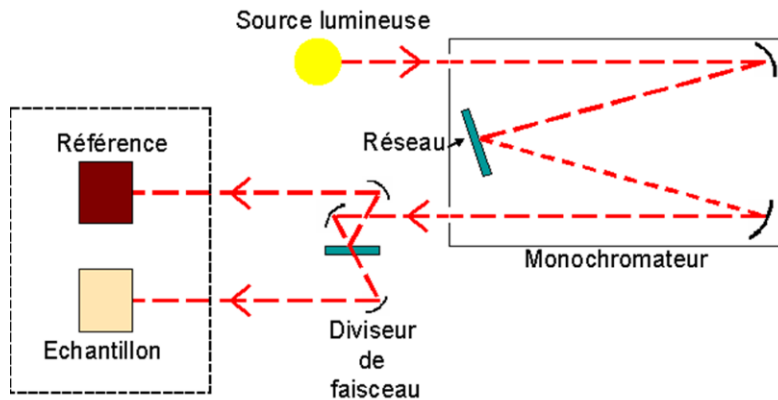


Figure 4-7 - Schéma de fonctionnement du spectromètre Cary [87]. La source lumineuse est sélectionnée en fonction de l'intervalle de longueur d'onde dans lequel nous souhaitons travailler. Un monochromateur équipé d'un réseau permet de discriminer la longueur d'onde de travail. Le faisceau est ensuite divisé en deux afin de traverser l'échantillon et une référence

Mesure de la transmission du substrat en silice fondue du matériau EC2216

Les résultats en transmission des substrats utilisés pour collecter les contaminants issus du dégazage du matériau EC2216 sont présentés en Figure 4-8. Nous observons une perte de 8% du signal lumineux sur toute la gamme de longueur d'onde étudiée. Cette perte est due à la diffusion de la lumière au moment de traverser la lame de silice fondue [88]. Pour chacun des dioptrés, environ 4% du signal est perdu par diffusion, ce qui correspond au 8% de perte. Du fait qu'il s'agit de silices fondues, il n'y a pas d'absorption du signal entre 200 et 300 nm, comme c'est le cas pour des optiques en verre borosilicaté comme le N-BK 7 [89].

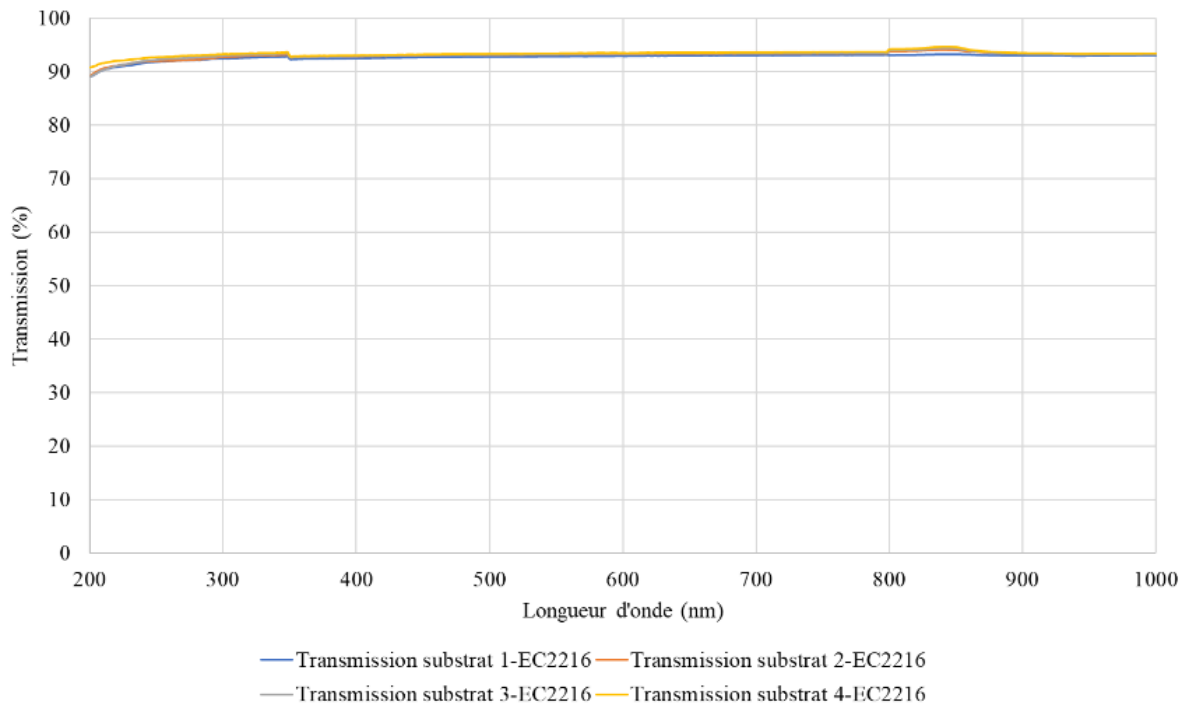


Figure 4-8 - Transmission des substrats avant contamination par les produits de dégazage du matériau EC2216

Mesure de la transmission du substrat en silice fondue du matériau EC9323

Les résultats en transmission des substrats utilisés pour collecter les contaminants issus du dégazage du matériau EC9323 sont présentés en Figure 4-9. Il s'agit là aussi de silice fondue. Nous notons, comme pour les substrats précédents, une perte d'environ 8% du signal lumineux dû au phénomène de diffusion.

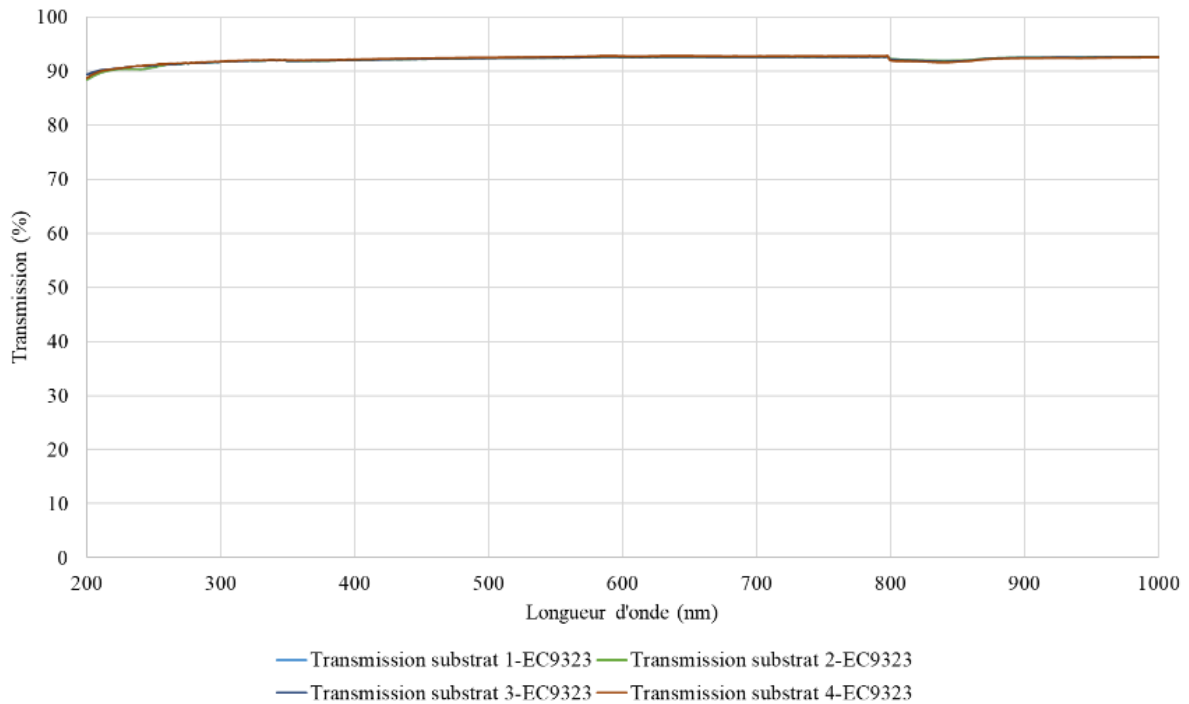


Figure 4-9 - Transmission des substrats avant contamination par les produits de dégazage du matériau EC9323

Les résultats en transmission des substrats nous permettent de valider leur utilisation car ils ne présentent aucune absorption significative sur toute la gamme de travail de longueur d'onde nous intéressant.

4.2.1.2 Banc de spectrofluorimétrie

Nous avons conçu un banc de spectrofluorimétrie au laboratoire présenté sur la Figure 4-10. Celui-ci permet de mesurer rapidement la signature de fluorescence des substrats ainsi que celle de nos échantillons. Il nous servira aussi à comparer les spectres de fluorescence obtenus avec un spectromètre commercial et ceux obtenus avec l'instrument hyperspectral.

Celui-ci est composé :

- D'un spectromètre OceanOptics [63], couvrant un large intervalle de longueur d'onde [250 ; 1000] nm.
- D'une fibre optique reliant le spectromètre au connecteur, optimisé pour une plage de travail dans l'UV/Vis.

- Un collecteur Thorlabs permettant de collecter et d’injecter dans la fibre optique un maximum de flux de fluorescence issu de toute la surface du dépôt [42].
- D’une LED excitatrice orientée de biais afin d’illuminer tout l’échantillon, et pour éviter les rayons lumineux spéculaires afin de ne pas saturer le spectromètre.

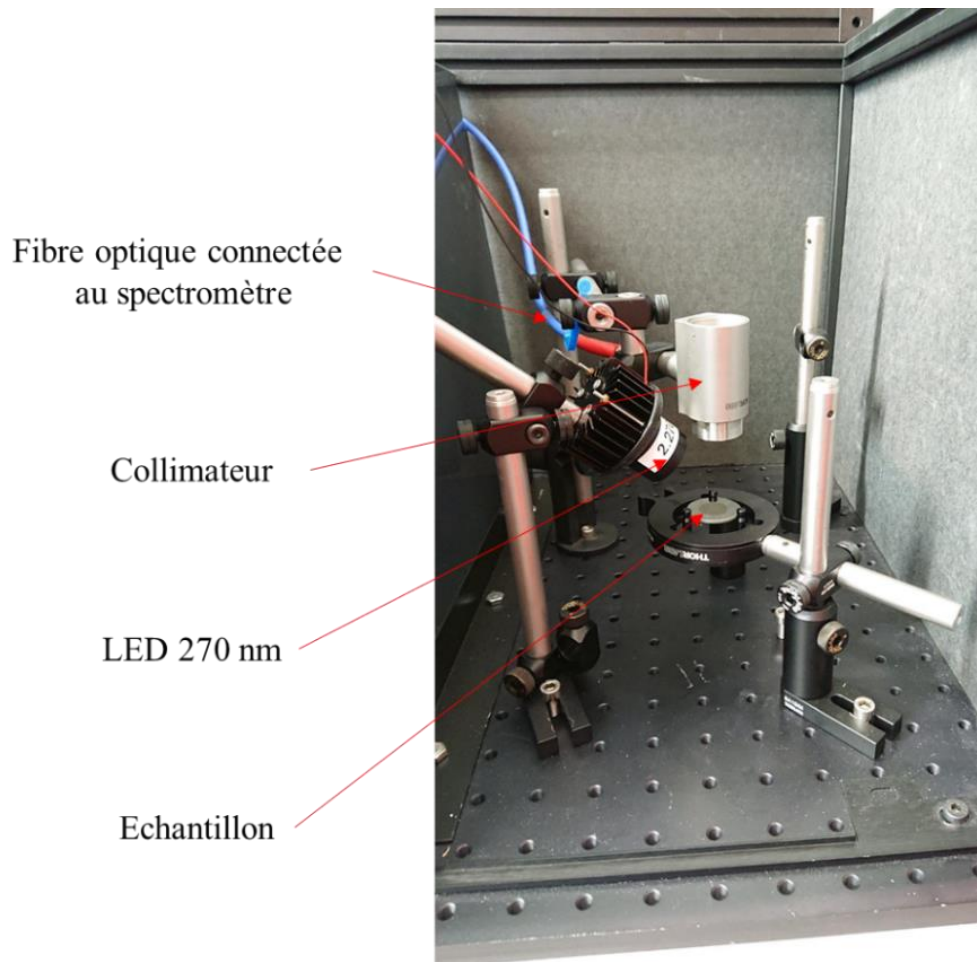


Figure 4-10 - Banc de spectrofluorimétrie. L'échantillon est maintenu en dessous du collecteur de lumière à 5cm de celui-ci. La source d'excitation est orientée sur le côté, à 7cm de l'échantillon, excitant ainsi l'échantillon sur toute sa surface.

4.2.1.3 Source d'excitation

Nous avons réalisé un montage optique permettant de collimater le flux issu de la LED d'excitation et ainsi former un spot lumineux homogène. En effet, le flux émis n'est pas unidirectionnel comme l'illustre la Figure 4-11. Afin de maximiser la quantité de flux, mais aussi de le diriger au mieux sur l'échantillon, nous avons placé une lentille collimatrice face à la LED.

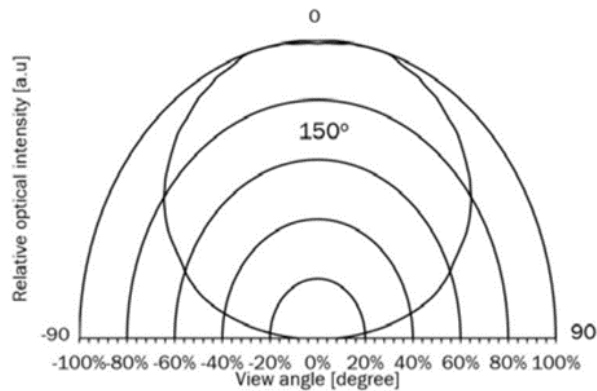


Figure 4-11 – Motif d’émission de la LED 270 nm[72]

Comme présenté sur la Figure 4-12, la LED est brasée sur une monture en étoile, qui est vissée sur un dissipateur thermique. Nous vissons à celui-ci un tube d’une longueur égale à la focale de la lentille. Ce tube supportera la lentille collimatrice.

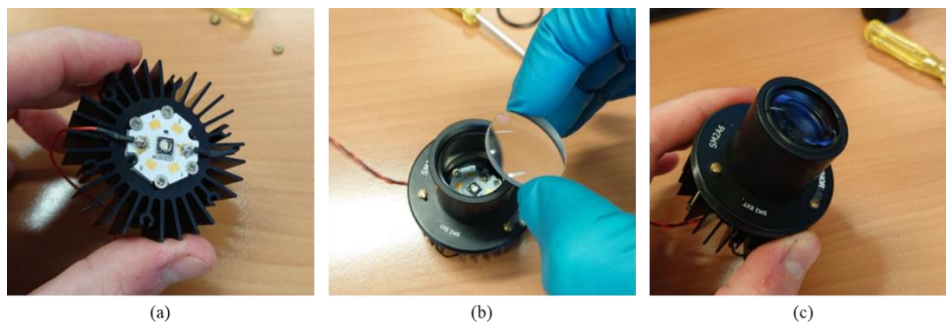


Figure 4-12 - Montage de la source d’excitation. (a) LED brasée sur une monture en étoile, qui est fixée sur le dissipateur thermique. (b) un tube optique est vissé sur l’ensemble et permet d’accueillir la LED collimatrice. (c) Vue finale de la source d’excitation pour nos mesures de fluorescence.

4.2.1.4 Fluorescence

Comme nous avons pu le voir dans la section 4.2.1.1 page 120, il existe une légère absorption des substrats sur toute la gamme de longueur d’onde de travail. Afin de s’assurer qu’aucun signal parasite ne provienne des substrats lorsqu’ils sont soumis à un flux d’excitation à 270 nm, nous avons mesuré leur réponse en fluorescence.

Les longueurs arbitraires a (7 cm) et b (5 cm) visibles sur la Figure 4-13 sont fixes. Ainsi, chaque échantillon reçoit la même quantité de lumière, et le spectromètre analyse la même zone via le collimateur.

La puissance optique de la LED est figée par une alimentation en limitation de courant à 350 mA comme stipulé sur la fiche technique de la LED. Aucun des paramètres de la mesure n’a varié entre chaque mesure. Les paramètres du spectromètre OceanOptic sont aussi figés pour une moyenne de trois scans, chacun paramétré pour 10 secondes de temps d’acquisition. Les trois mesures obtenues pour chacun des substrats sont ensuite moyennées.

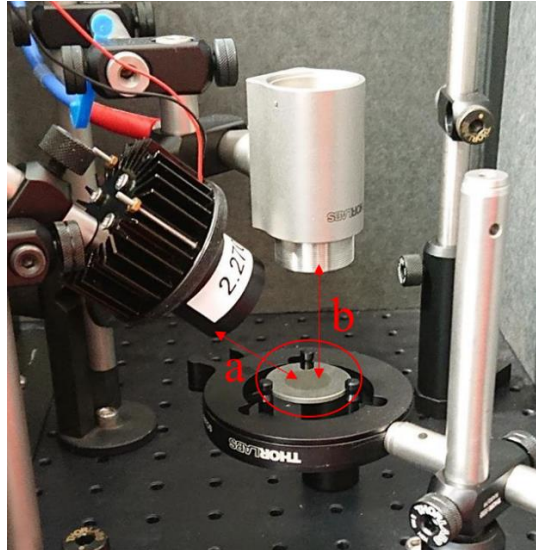


Figure 4-13 - Mesure de la fluorescence des produits de dégazage. Les longueurs a (7 cm) et b (5 cm) ne varient pas entre chaque mesure. Les paramètres lumineux et d'acquisition sont aussi figés.

Mesure de la fluorescence du substrat en silice fondue du matériau EC2216

Les résultats en fluorescence des substrats pour le matériau EC2216 sont présentés en Figure 4-14. Ils mettent en évidence deux pics, le premier est la réflexion du pic d'émission à 270 nm de la LED que nous utiliserons pour les mesures de fluorescence des matériaux étudiés (voir section 4.2.3.2 page 133). Le second pic avant 850 nm provient de la fibre optique du collecteur. En revanche, entre 270 nm et 750 nm et au-delà de 900 nm, il n'y a aucun signal parasite qui pourrait altérer nos mesures.

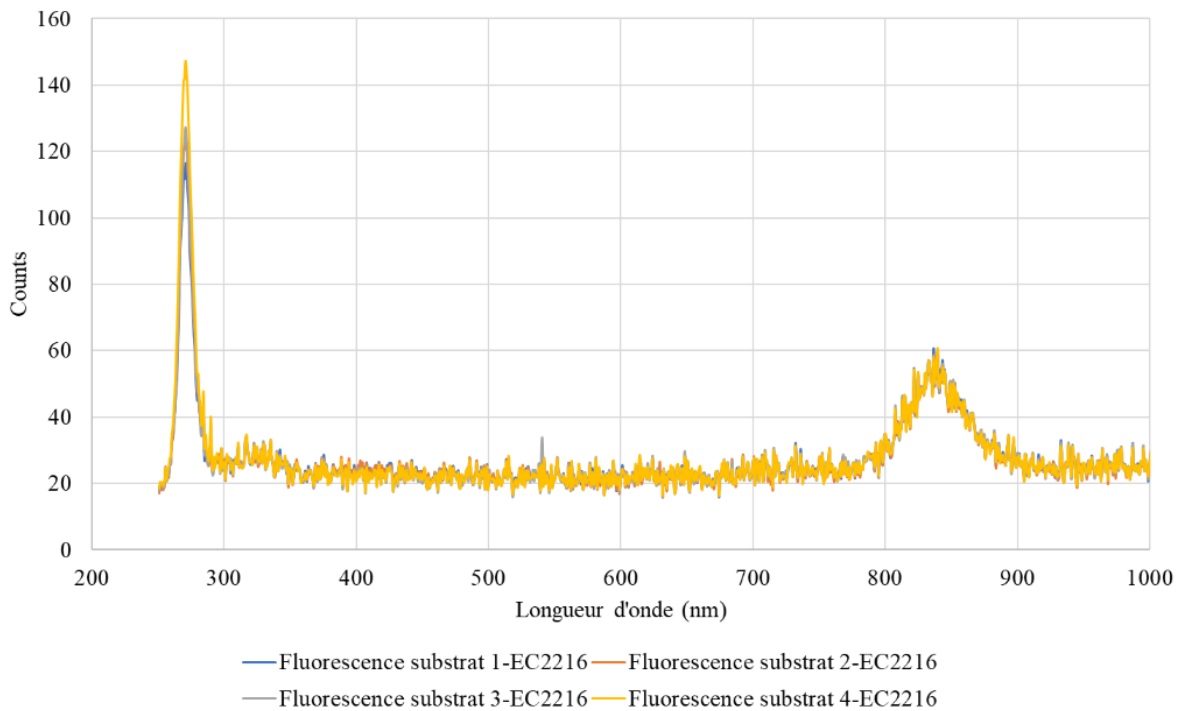


Figure 4-14 - Fluorescence des substrats avant contamination par les produits de dégazage du matériau EC2216

Mesure de la fluorescence du substrat en silice fondue du matériau EC9323

Les résultats en fluorescence des substrats pour le matériau EC2216 sont présentés en Figure 4-15. Comme précédemment, nous observons les mêmes résultats. Nous ne détectons encore une fois aucun signal parasite entre 270 et 750 nm et au-delà de 900 nm.

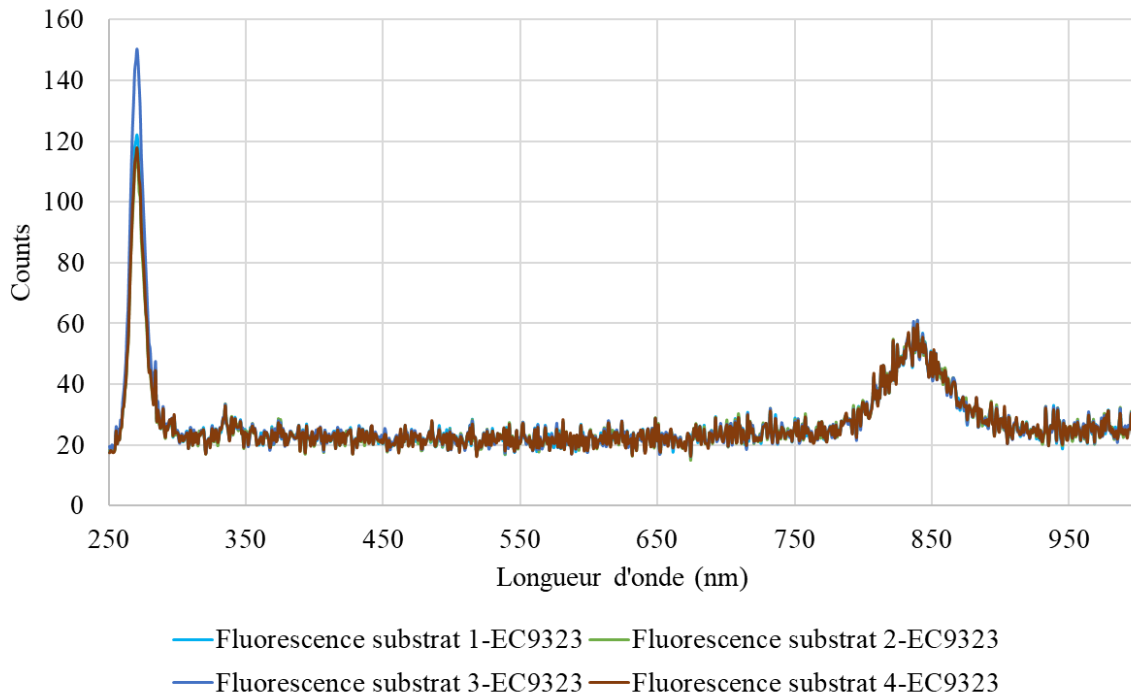


Figure 4-15 - Fluorescence des substrats avant contamination par les produits de dégazage de EC9323

Les résultats en fluorescence des substrats nous permettent donc de valider ces substrats pour une étude en fluorescence. Nous ne mesurons aucune réémission, ils ne fausseront donc pas les résultats de fluorescence des matériaux dégazés.

4.2.2 Dégazage

4.2.2.1 Banc de dégazage sous vide thermique

Le dégazage est réalisé au laboratoire DTN/QE/LE du CNES. Le banc de dégazage, visible sur la Figure 4-16, permet de faire dégazer quatre échantillons simultanément qui sont en vis-à-vis direct de leur substrat respectif. Une surface de 1,8 cm² du substrat est exposée au flux de contaminant, permettant donc de réaliser une surface équivalente de dépôt. La chambre est un réservoir en acier inoxydable maintenu sous vide avec une turbopompe Pfeiffer® TMU 520 permettant de maintenir un vide secondaire. La chambre est équipée de quatre fours (Figure 4-17), chacun chauffé par une chaufferette Minco HK6909 [90]. Ces dernières sont régulées par un régulateur Eurotherm à 125°C durant 24h.

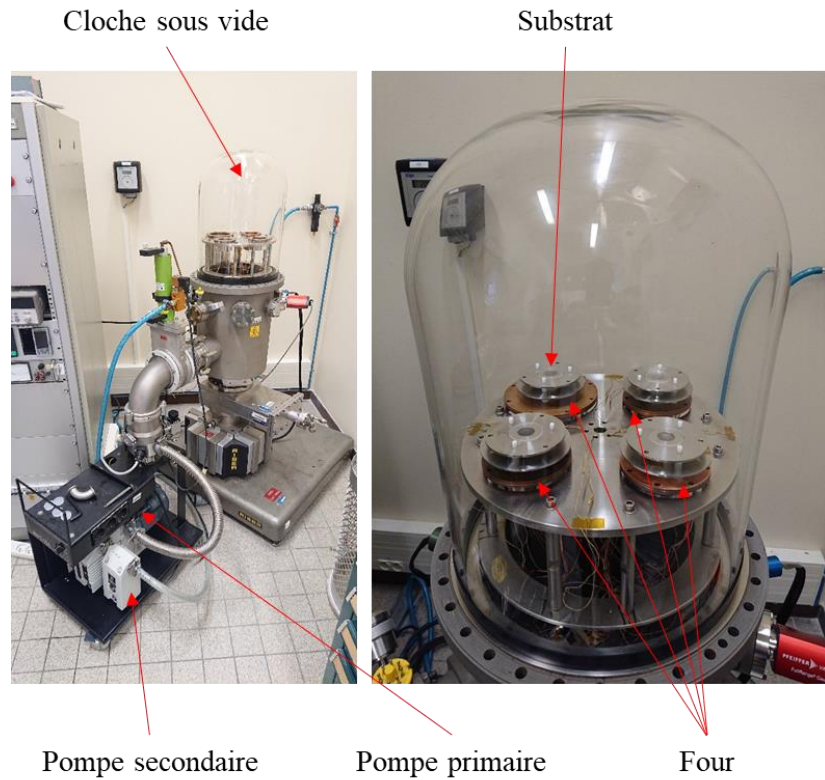


Figure 4-16 - Banc de dégazage. Il est équipé d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire pour assurer un vide secondaire, ainsi que 4 fours surmontés de support pour déposer le substrat qui collectera les produits de dégazage.

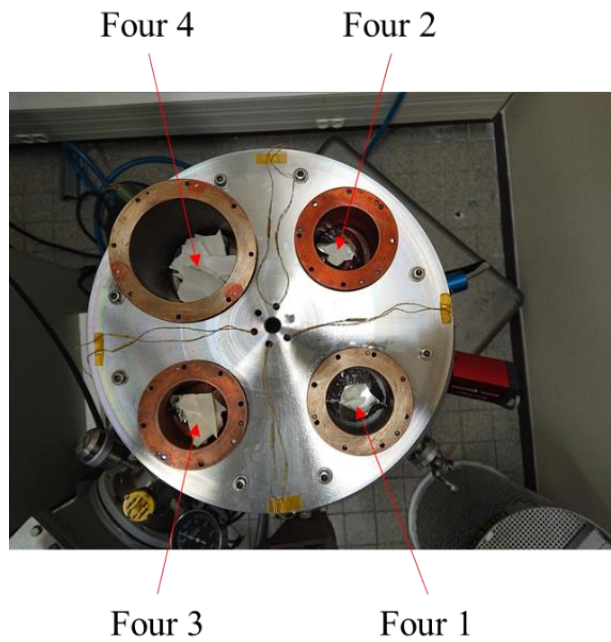


Figure 4-17 - Matériau EC9323 déposé dans les fours avant l'installation des substrats en silice fondue. Les masses déposées dans les fours 1, 2, 3 et 4 sont respectivement 297,511 mg, 1254,823 mg, 5087,542 mg et 19964,215 mg.

4.2.2.2 Calcul de l'épaisseur du dépôt

Ces deux matériaux, très souvent utilisés dans l'industrie spatiale, ont déjà été analysés à maintes reprises. Les masses de contaminants condensables (CVCM) issus du dégazage des matériaux EC2216 et EC9323 sont respectivement de 0,005% et 0,04%. Ces deux données sont issues d'essais internes au CNES.

Ainsi, l'épaisseur du dépôt à la surface des substrats est calculée selon les équations ci-dessous:

$$masse_{déposée} = masse_{matériau} \times \frac{CVCM}{100} \quad \text{Équation 18}$$

$$e = \frac{masse_{déposée}}{S \times \rho} \quad \text{Équation 19}$$

Où e (en nm) est l'épaisseur du dépôt, S (en cm²) la surface du dépôt, ρ la densité du dépôt conventionnellement estimée à 1 g/cm³. Les Tableau 17 et Tableau 18 présentent les résultats obtenus en fonction des masses de matériau que nous avons fait dégazer.

Tableau 17 – Epaisseur de dépôt de contaminant issu du matériau EC2216 obtenue en fonction de la masse de matériau dégazée

Nom de l'échantillon	1-EC2216	2-EC2216	3-EC2216	4-EC2216
Masse initiale d'EC2216 (mg)	302,548	1266,965	5123,144	19675,456
Masse déposée d'EC2216 (mg)	0,015	0,063	0,256	0,984
Epaisseur dépôt EC2216 (nm)	85	350	1420	5500

Tableau 18 - Epaisseur de dépôt de contaminant issu du matériau EC9323 obtenue en fonction de la masse de matériau dégazée

Nom de l'échantillon	1-EC9323	2-EC9323	3-EC9323	4-EC9323
Masse initiale d'EC9323 (mg)	297,511	1254,823	5087,542	19964,215
Masse déposée EC9323 (mg)	0,119	0,502	2,035	7,985
Epaisseur dépôt EC9323 (nm)	660	2800	11300	44300

Les Figure 4-18 et Figure 4-19 présentent les photos de chacun des dépôts des matériaux EC2216 et EC9323.

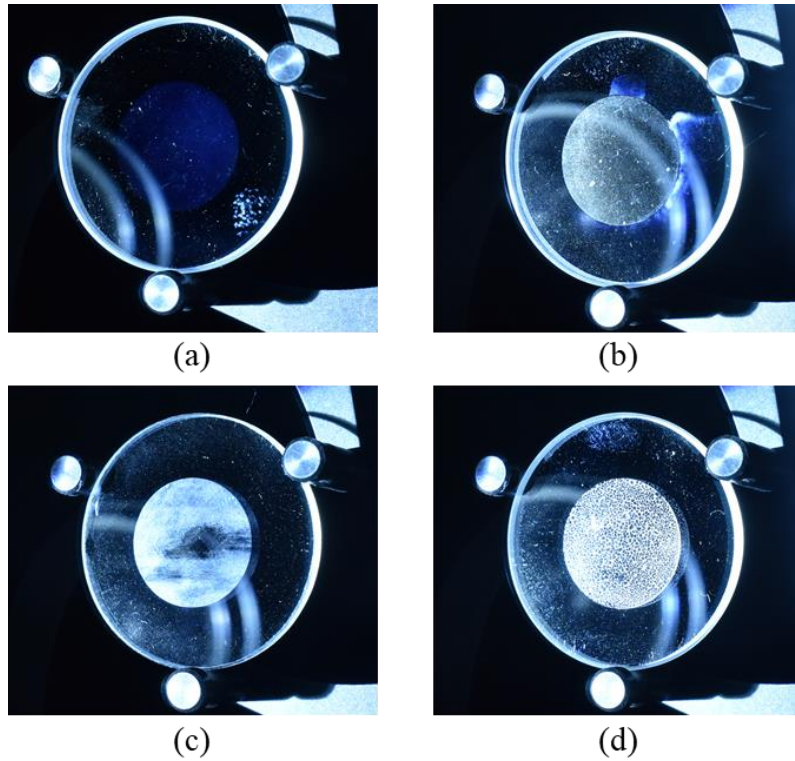


Figure 4-18 - Dépôts de contaminants issus du dégazage du matériau EC2216 sur substrat silice fondue. (a) film de 85 nm, (b) film de 350 nm, (c) film de 1420 nm, (d) dépôt en gouttelettes (épaisseur théorique en film de 5500 nm)

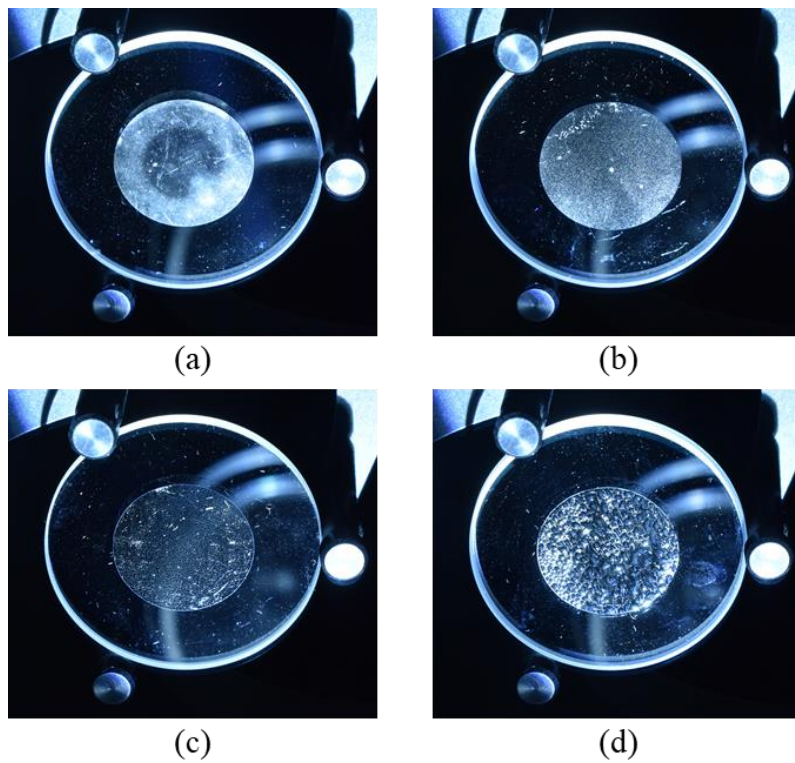


Figure 4-19 - Dépôts de contaminants issus du dégazage du matériau EC9323 sur substrat silice fondue. (a) film de 660 nm, (b) film de 2800 nm, (c) dépôt en gouttelettes (épaisseur théorique en film de 11300 nm), (d) dépôt en gouttelettes (épaisseur théorique en film de 44300 nm)

4.2.3 Analyse du dépôt

4.2.3.1 TD-GC-MS

Nous avons souhaité caractériser tout d'abord par une méthode invasive les fragments de molécules des matériaux EC2216 et EC9323 qui ont dégazé et qui se sont déposés sur les substrats. Pour cela, nous avons prélevé une petite quantité du plus gros dépôt de chacun des matériaux (échantillons nommés 4-EC2216 et 4-EC9323, voir section 4.2.2 page 126) à l'aide de laine de quartz pour les analyser en TD-GC-MS présentée sur la Figure 4-20.

Les mesures en chromatographie gazeuse (GC) ont été réalisées avec un chromatographe Clarus 500 (PerkinElmer® Elite 5-MS colonne de dimensions $60\text{ m}\times 0.25\text{ mm}\times 0.25\text{ }\mu\text{m}$), couplé avec un désorbeur thermique (TD) TurboxMatrix 300 TD et d'un spectromètre de masse (MS) Clarus 500. Ces mesures nous ont permis d'analyser les molécules présentes au sein du dépôt issu du dégazage des matériaux EC2216 et EC9323. Les échantillons ont été chauffés à 200°C durant 10 minutes dans le désorbeur thermique à une pression ambiante. Ensuite, toutes les molécules ont été injectées dans le chromatographe couplé au spectromètre de masse. Le chromatographe a été chauffé de 30°C à 250°C avec une pente de 5°C par minute. Le scan a été réalisé pour des molécules entre 33 et 550 unités de masse atomique (amu).



Figure 4-20 - TD-GC-MS du laboratoire d'expertise du CNES. A droite le désorbeur thermique et à droite les deux modules chromatographie gazeuse et le spectromètre de masse

Mesure TD-GC-MS des molécules dégazées par le matériau EC2216

Les résultats de l'analyse TD-GC-MS des produits de dégazage du matériau EC2216 sont présentés sur la Figure 4-21. Les pics aux temps de rétention inférieurs à 4 minutes sont issus d'une contamination interne à la colonne.



Figure 4-21 - Chromatogramme du matériau EC2216, échantillon chauffé de 25°C à 220°C

Les fragments principaux observés sur le chromatogramme du matériau EC2216 sont identifiés dans le Tableau 19. Les résultats plus détaillés de la mesure sont donnés en annexe E.1 page 191.

Tableau 19 - Temps de rétention des principaux fragments issus du matériau EC2216 lors de la mesure TD-GC-MS

Fragments	Temps de rétention (minutes)	Formule topologique
Glycidol	$t_r=7,99$	
1,4-cyclohexanediméthanol	$t_r=29,41 ; 29,95 ; 31,08 ; 31,35$	
2,4-bis(1,1-diméthyléthyl)-phénol	$t_r = 33,24$	
Phtalate de diéthyle	$t_r = 35,30$	

Mesure TD-GC-MS des molécules dégazées par le matériau EC9323

Les résultats de l'analyse TD-GC-MS des produits de dégazage du matériau EC9323 sont présentés sur la Figure 4-22. Comme précédemment expliqué, les pics aux temps de rétention inférieurs à 4 minutes sont issus d'une contamination interne à la colonne.



Figure 4-22 - Chromatogramme du matériau EC9323, échantillon chauffé de 25°C à 220°C

Les fragments principaux observés sur le chromatogramme pour le matériau EC9323 sont identifiés dans le Tableau 20 : Les résultats plus détaillés de la mesure sont donnés en annexe E.2 page 192.

Tableau 20 - Temps de rétention des principaux fragments issus du matériau EC9323 lors de la mesure TD-GC-MS

Fragments	Temps de rétention (minutes)	Formule topologique
Méthylamine	$t_r = 1,91$	
Oxirane	$t_r = 2,21$	
Hexaméthylcyclotrisiloxane	$t_r = 10,51$	
Nonanoate de méthyle	$t_r = 25,11$	
1,4-cyclohexanediméthanol	$t_r = 29,70 ; 30,20 ; 31,12 ; 31,40$	
2,4-bis(1,1-diméthyléthyl)-phénol	$t_r = 33,26$	

4.2.3.2 Transmission des dépôts de contaminants

Afin de sélectionner la longueur d'onde d'excitation la plus adéquate pour les contaminants, nous avons réalisé des mesures en transmission pour chacun des dépôts et leur épaisseurs respectives. En effet, pour un rendement en fluorescence maximal, il est important d'exciter aux longueurs d'ondes d'absorption des fragments de molécules issues des dégazages. Nous avons de nouveau utilisé le spectromètre Cary décrit dans la section 4.2.1.1 page 120.

Mesure de la transmission des dépôts de molécules dégazées du matériau EC2216

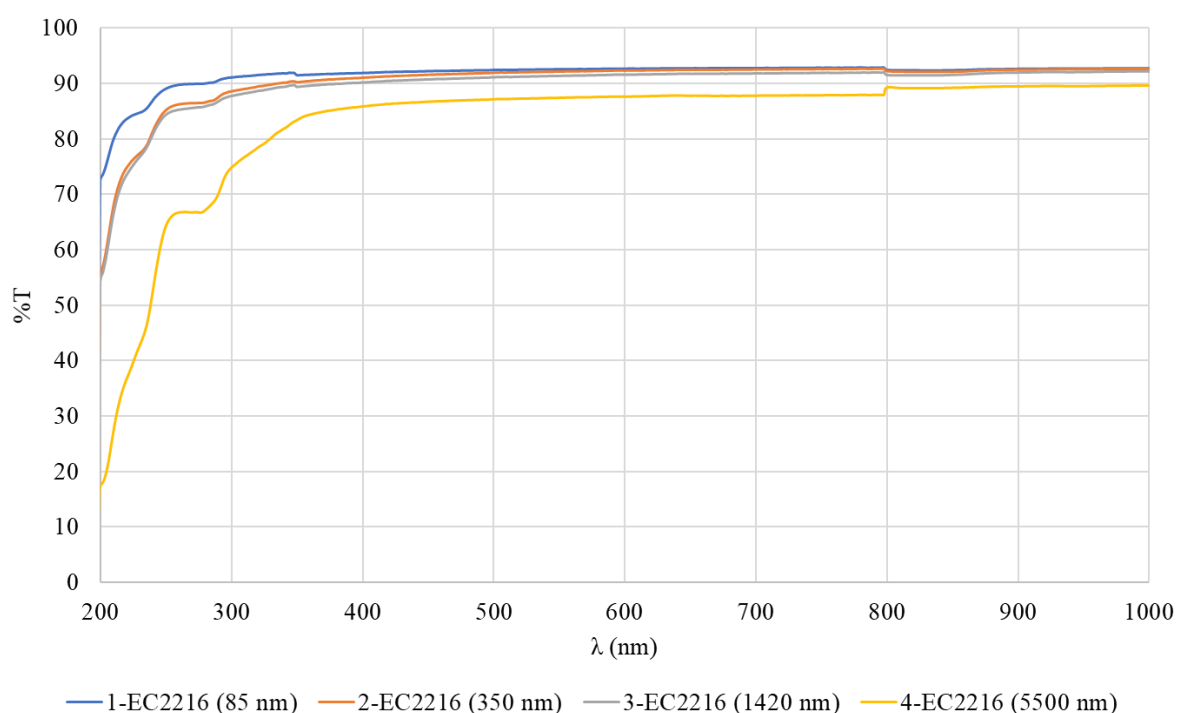


Figure 4-23 - Mesures en transmission pour chaque épaisseur de dépôt du matériau EC2216 sur les substrats en silice fondue.

1-EC2216 = 85 nm ; 2-EC2216 = 350 nm ; 3-EC2216 = 1420 nm ; 4-EC2216 = 5500 nm

La Figure 4-23 met en évidence une gamme d'absorption se situant dans un intervalle de [200 ; 360] nm. Trois pics principaux sont observables, aux alentours de 200 nm (le Cary 5000 ne permet pas de mesurer en deçà de 200 nm), 240 nm et 280 nm. En effet, les composés cycliques, aromatiques et autres dérivés comme le 1,4-cyclohexanediméthanol présentent de forts pics d'absorption entre 200 et 280 nm [91]–[93]. Le phénol,2,4-bis(1,1-diméthylethyl) quant à lui absorbera aux alentours de 270 nm [95]. Les molécules plus lourdes comme le phtalate de diéthyle peuvent expliquer aussi les pics d'absorption dans cet intervalle de longueur d'onde [96].

Nous pouvons aussi observer une absorption relativement constante sur toute la gamme de longueur d'onde pour l'échantillon 4-EC2216. Nous supposons que cela doit être lié au phénomène de diffusion de la lumière dû aux gouttelettes qui forment le dépôt.

Nous résumons dans le Tableau 21 les gammes de longueur d'onde des molécules responsables de l'absorption.

Tableau 21 - Récapitulatif des molécules dégazées du matériau EC2216 et de leur gamme d'absorption

Fragments	Gamme d'absorption (nm)
1,4-cyclohexanediméthanol	< 200 nm
2,4-bis(1,1-diméthyléthyl)-phénol	~ 270 nm
Phtalate de diéthyle	230 et 280 nm

D'après les données de la littérature, les molécules de phtalate de diéthyle, et le 2,4-bis(1,1-diméthyléthyl)-phénol sont responsables de l'absorption entre 200 et 360 nm. Nous n'avons pas trouvé de données à propos des fragments ou molécules plus petites tels que le glycidol.

Mesure de la transmission des dépôts de molécules dégazées du matériau EC9323

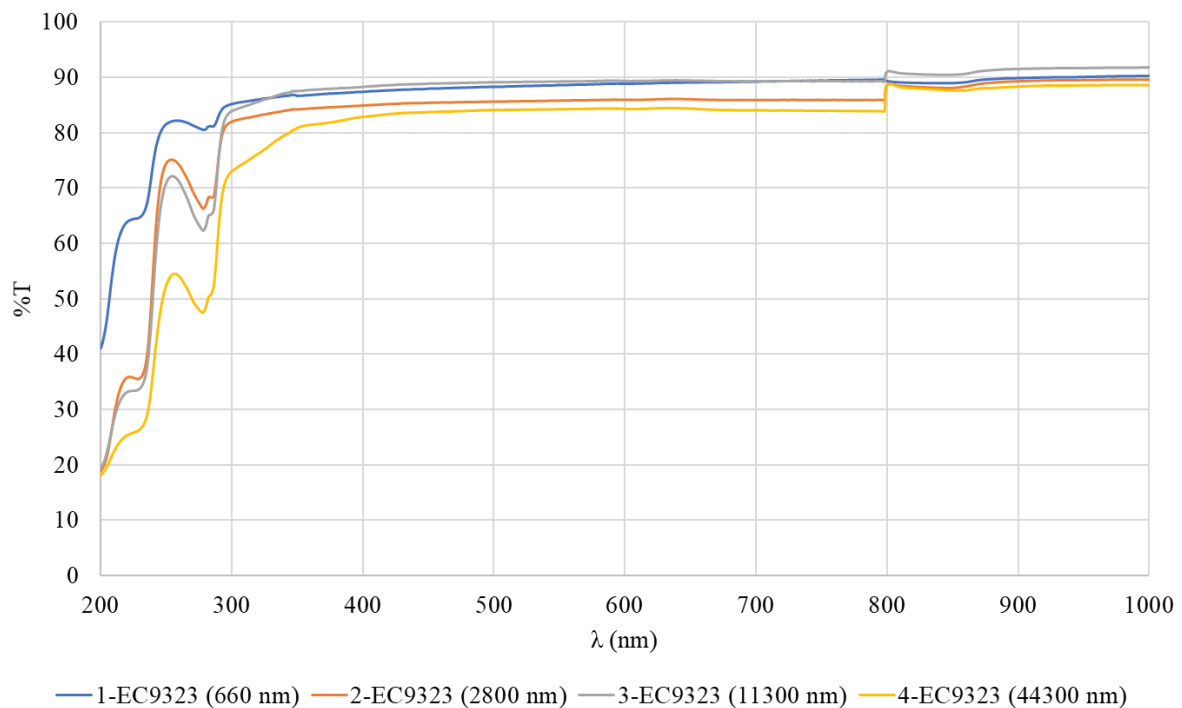


Figure 4-24 - Mesures en transmission pour chaque épaisseur de dépôt du matériau EC9323 sur les substrats en silice fondue.

1-EC9323 = 660 nm ; 2-EC9323 = 2800 nm ; 3-EC9323 = 11300 nm ; 4-EC9323 = 44300 nm

La Figure 4-24 met en évidence une gamme d'absorption relativement équivalente aux produits de dégazage du matériau EC2216. Elle se situe dans l'intervalle [200 ; 360] nm. Trois pics principaux sont observables, aux alentours de 200 nm, 230 nm, et 280 nm.

Nous retrouvons le 1,4-cyclohexanediméthanol avec des pics d'absorption à 200 et 280 nm ainsi que le phénol, 2,4-bis(1,1-diméthylethyl) absorbant à 270 nm. Les molécules plus lourdes comme les phtalates peuvent expliquer aussi les pics d'absorption dans cet intervalle de longueur d'onde [96].

Comme précédemment, nous observons une absorption relativement constante sur toute la gamme de longueur d'onde pour l'échantillon 4-EC9323 mais aussi 3-EC9323 qui doit être lié au phénomène de diffusion de la lumière dû aux gouttelettes qui forment le dépôt.

Les composés siliconés que nous avons relevés dans l'analyse TD-GC-MS ont un très faible impact sur la transmission dans cette gamme de longueur d'onde comparés aux autres composants [97].

Tableau 22 - Récapitulatif des molécules dégazées du matériau EC9323 et de leur gamme d'absorption

Fragments	Gamme d'absorption (nm)
Hexaméthylcyclotrisiloxane	~180 nm
1,4-cyclohexanediméthanol	< 200 nm
2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol	~ 270 nm

D'après les données de la littérature, les molécules de phtalate de diéthyle, et le 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol sont responsables de l'absorption entre 200 et 360 nm. Nous n'avons pas trouvé de données à propos des fragments ou molécules plus petites tels que le méthylamine, l'oxirane, et le nonanoate de méthyle.

4.2.4 Conclusion de l'étude en transmission

Initialement, l'instrument hyperspectral était équipé de LED à 365 nm et 450 nm afin d'exciter les échantillons pour des mesures en fluorescence. Grâce à cette étude, nous avons démontré la nécessité de s'équiper en LED de plus basse longueur d'onde.

En effet, ces études sur la transmission des dépôts mettent en évidence une absorption progressive entre 200 nm et 360 nm. Les molécules responsables de ces absorptions sont principalement des fragments, cycliques, aromatiques et phénoliques. Les matériaux absorbants à cette longueur d'onde seront donc susceptibles de fluorescer.

Nous nous sommes donc procurés des LED Laser Components éclairant à 270 nm pour une puissance optique de 100 mW [72] qui étaient, lors de leur achat en 2020 les LEDs proposant la plus haute puissance optique que nous trouvions sur le marché.

4.3 Mesures de fluorescence des dépôts de contaminants

4.3.1 Mesure à l'aide du banc de spectrométrie

Grâce au banc de mesure que nous avons réalisé (voir section 4.2.1.2 page 122), nous avons été en mesure de collecter le signal de fluorescence des produits de dégazage des deux matériaux EC2216 et EC9323.

Comme pour les mesures de la fluorescence des substrats (section 4.2.1.2 page 122), le collimateur est situé à 5 cm de l'échantillon, et la LED à 7 cm. Les paramètres du spectromètre OceanOptics sont aussi figés pour une mesure en trois scans, chacun paramétré pour 10 secondes de temps d'acquisition. Les trois mesures obtenues pour chacun des substrats sont ensuite moyennées.

Mesure de la fluorescence des dépôts de molécules dégazées du matériau EC2216

Les résultats en fluorescence des dépôts de molécules dégazées du EC2216 sont présentés en Figure 4-25. Nous présentons le spectre en fluorescence pour chacune des épaisseurs.

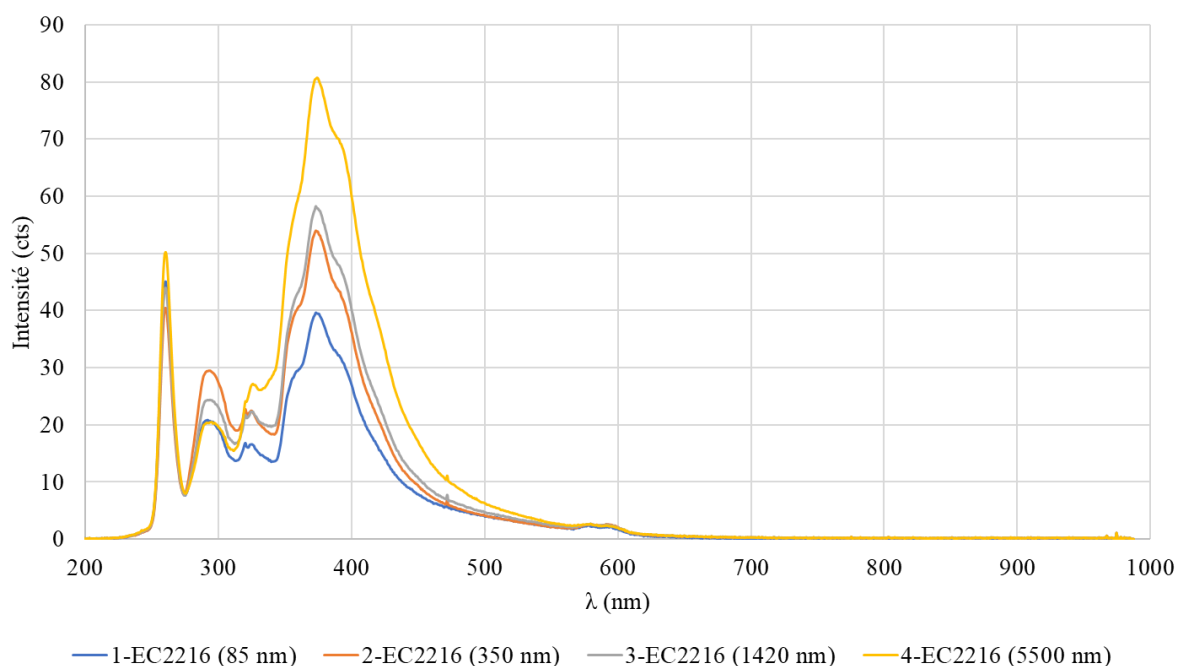


Figure 4-25 - Spectres de fluorescence acquis grâce au spectromètre OceanOptics des dépôts de dégazage du matériau EC2216

Dans un premier temps, nous pouvons observer un pic important à 270 nm, qui est la longueur d'onde de la lumière incidente diffusée par l'échantillon.

Il est possible que le pic le plus intense à 290 nm soit émis par la molécule 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol [98], ainsi que le second pic, moins intense à 320 nm [99], [100].

La troisième modulation observée aux alentours de 350 nm peut être due à la molécule de phtalate de diéthyle. En effet, pour une excitation à 270 nm, cette molécule est susceptible d'émettre à 355 nm [98].

Il est probable que le pic d'émission ayant un maximum à 400 nm puisse résulter de l'interaction entre le fragment de 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol et celui du 1,4-cyclohexanediméthanol [101], [102].

En revanche, nous n'expliquons pas les modulations autour de 600 nm.

Les autres molécules en présence peuvent altérer la réponse en fluorescence des composés cités plus haut. Il est alors excessivement complexe d'isoler chacune des modulations et pics du spectre pour s'assurer que chacune d'elles correspondent à telle et telle molécule.

Mesure de la fluorescence des dépôts de molécules dégazées du matériau EC9323

Les résultats en fluorescence des dépôts de molécules dégazées du matériau EC9323 sont présentés en Figure 4-26. Nous présentons le spectre en fluorescence pour chacune des épaisseurs.

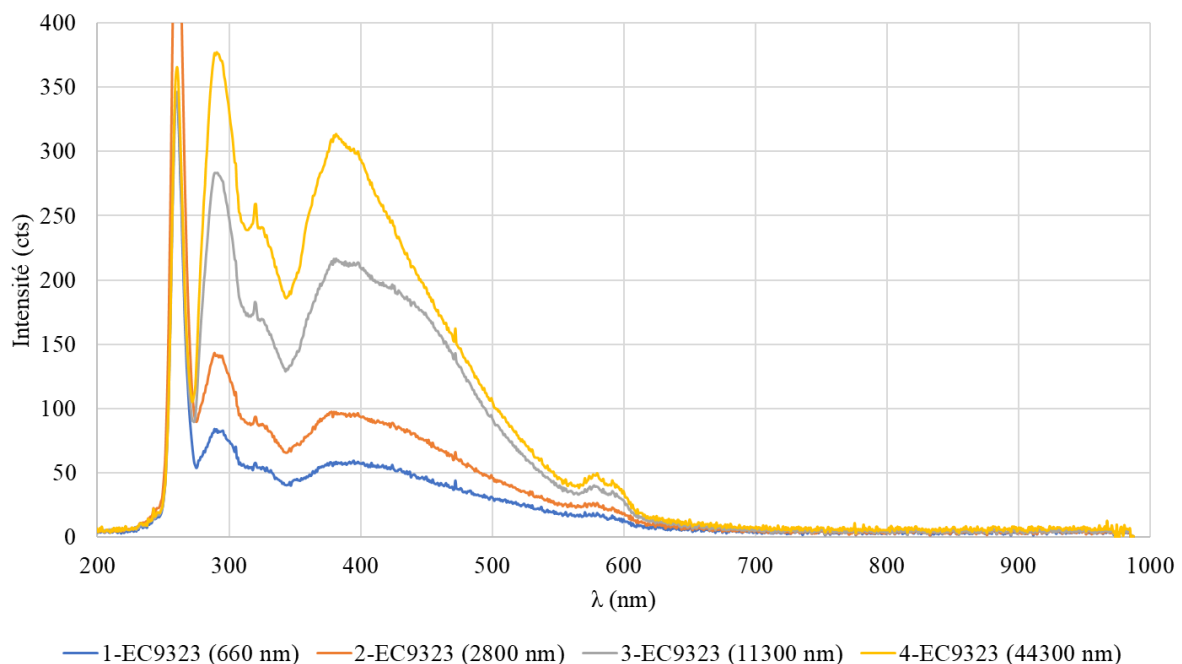


Figure 4-26 - Spectres de fluorescence acquis grâce au spectromètre OceanOptics des dépôts de dégazage du matériau EC9323

Comme dans le cas du dépôt issu du matériau EC2216, il est possible que le pic le plus intense à 290 nm soit émis par la molécule 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol [98]. En revanche, il est beaucoup plus intense dans le cas du dépôt issu du matériau EC9323. Le second pic, moins intense à 320 nm, n'a pas la même forme que pour le dépôt du matériau EC2216, mais nous pouvons supposer qu'il est toujours lié au 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol [99], [100].

Aussi, comme pour le dépôt du matériau EC2216, le pic d'émission ayant un maximum aux alentours de 400 nm peut résulter de l'interaction entre 2,4-bis(1,1-diméthylethyl)-phénol et celui du 1,4-cyclohexanediméthanol [101], [102].

Comme dans le cas précédent, nous n'expliquons pas non plus les modulations autour de 600 nm.

Il est difficile, comme pour les spectres des contaminants issus du matériau EC2216, de conclure sur les rôles des différents fragments quant à leur réponse en fluorescence.

4.3.2 Comparaison des dépôts de contaminants issus des matériaux EC2216 et EC9323

Bien que l'analyse des spectres de fluorescence des différents échantillons soit fastidieuse, la comparaison est quant à elle relativement aisée. En effet, lorsque nous observons la Figure 4-27, la comparaison des produits issus du dégazage des deux colles permet de les identifier. Le pic à 300 nm du dépôt issu du matériau EC9323 ne laisse aucun doute. Par ailleurs, les modulations des pics aux alentours de 400 nm sont différentes. Ce dernier est d'ailleurs plus large pour le dépôt du matériau EC9323.

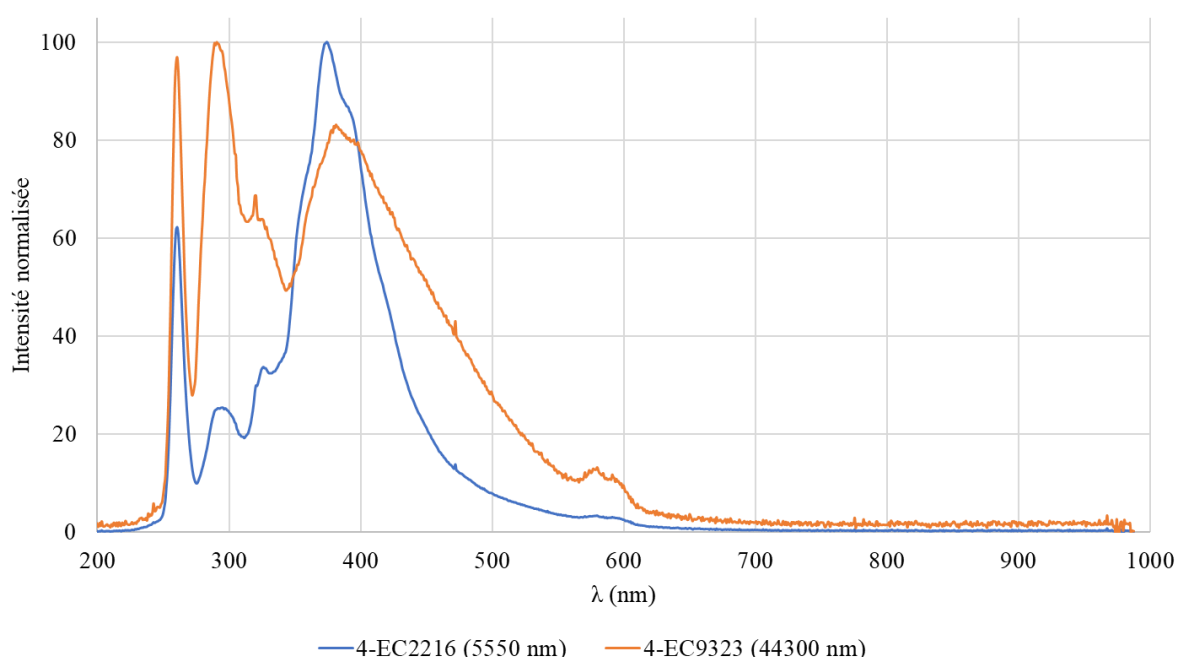


Figure 4-27 - Comparaison des spectres de fluorescence des dépôts de contaminants issus des matériaux EC2216 et EC9323

Le fait d'avoir des spectres identifiables permet d'offrir de nouvelles possibilités pour les experts en contamination et les intervenant en AIT. Si au terme du développement de l'instrument et de futures expériences qui permettraient de détecter des dépôts de contaminants de l'ordre de quelques dizaines de nm, la réalisation d'une base de données pourrait s'avérer nécessaire. En effet, si les produits de dégazage sont identifiables à l'aide de leur réponse en fluorescence, il pourrait être intéressant de doter le laboratoire d'expertise du CNES d'une telle base, couplée à un traitement numérique qui permettrait de reconnaître les contaminants automatiquement grâce à leur spectre.

4.3.3 Conclusion de l'étude de fluorescence

La plupart des composés fluorescents sont aromatiques. D'une façon générale, une extension du système d'électron π (donc une extension du degré de conjugaison) s'accompagne d'une augmentation du

rendement quantique de fluorescence. Cette règle simple est illustrée par la série d'hydrocarbures aromatiques présentée sur la Figure 4-28. Le naphthalène, l'anthracène, le naphthacène et le pentacène émettent de la fluorescence respectivement dans l'ultraviolet, le bleu, le vert et le rouge.

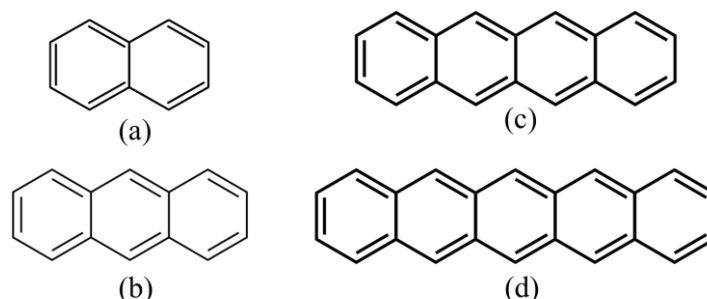


Figure 4-28 - Série d'hydrocarbures aromatiques. (a) naphthalène ; (b) anthracène ; (c) naphthacène ; (d) pentacène [7]

L'effet de substituants sur les caractéristiques de la fluorescence des hydrocarbures aromatiques est très complexe, et toute généralisation doit être faite avec prudence. La nature, aussi bien que la position du substituant peut modifier ces caractéristiques, les substituants électrodonneurs comme les -OH, augmentant le coefficient d'absorption molaire et entraînant un déplacement bathochrome des spectres de fluorescence. En outre, les spectres sont souvent larges et peu structurés en comparaison de ceux de l'hydrocarbure parent.

Pour les composés de type phénols, nous pouvons nous attendre à des caractères de transferts de charge des transitions, ce qui conduit à des spectres de fluorescence larges et non structurés.

4.4 Mesure à l'aide de l'instrument d'imagerie hyperspectrale

L'étude précédente nous a permis de mettre en évidence une signature de fluorescence des produits de dégazages des matériaux EC2216 et EC9323. Nous avons donc réalisé une série de mesures avec l'instrument hyperspectral afin d'imager cette fois les contaminants en plus d'acquérir leur spectre de fluorescence.

L'étude n'a pas été convaincante pour les échantillons 1, 2 et 3, en particulier pour les dépôts liés au matériau EC2216. En effet, les épaisseurs et le signal de fluorescence sont trop faibles pour notre instrument. Elles ne seront donc pas présentées dans la section à venir.

4.4.1 Moyen d'essais

Les mesures des échantillons avec l'imageur hyperspectral ont été réalisées dans la salle optique du laboratoire d'expertise du CNES. Etant donné que nous ne pouvions pas bafler l'ensemble du montage, nous avons dû réaliser nos essais dans une salle laser.

L'instrument a été monté sur son trépied, face à l'échantillon à mesurer comme le montre la Figure 4-29. Pour ces mesures, nous n'avons pas utilisé l'anneau de LED qui nous imposait de travailler à une trop grande distance de l'échantillon. En effet nous voulions profiter de l'intégralité du champ de vue de l'instrument. Mais aussi car nous voulions reproduire les paramètres de mesures utilisés avec le spectromètre OceanOptics, décrites dans la section 4.2.1.2 page 122. C'est-à-dire, que la distance entre la LED et l'échantillon est égale à celle de l'étude précédente, soit 7 cm.



Figure 4-29 - Analyse des échantillons de contaminant par l'imageur hyperspectral. L'anneau de LED a été retiré au profit d'une seule LED à 270 nm, afin de reproduire les paramètres d'acquisition utilisés avec le spectromètre OceanOptics. Les mesures ont été réalisées en salle laser à accès restreint afin de prévenir le risque UV.

Nous avons mené des essais préliminaires afin d'établir le meilleur temps d'acquisition qui nous permettrait de mesurer un signal de fluorescence. A l'aide du mode spectromètre de l'instrument hyperspectral (voir annexe C.2 page 184) nous avons établi que pour les deux échantillons, un temps d'acquisition de 30 secondes nous permet de détecter un signal.

En revanche, un temps d'acquisition aussi élevé rendait la mesure de l'échantillon dans son intégralité beaucoup trop longue (voir annexe C.1 page 183). En effet, le temps de mesure s'élevait à 8 heures, et comme discuté dans la section 3.3.4.1 page 110 du CHAPITRE 3, nous aurions fait subir à notre échantillon un endommagement UV non négligeable qui pourrait modifier leur réponse en fluorescence.

Nous avons donc décidé de mesurer seulement une zone restreinte à 30 secondes de temps d'acquisition, qui nous permettrait d'analyser le spectre en fluorescence mais aussi d'éviter une exposition aux UV trop longue. Et enfin, pour des soucis de présentation, un scan intégral pour imager entièrement

l'échantillon avec un temps d'acquisition de 5 secondes. Pour chacun des échantillons, ce temps d'acquisition est trop faible pour extraire un spectre sur lequel nous pourrions travailler, mais il nous permet au moins d'imager la scène et de repérer les zones contaminées.

Entre autres, nous présentons les mesures intégrales (avec un temps d'acquisition de 5 secondes) avant les mesures de zones restreintes (avec un temps d'acquisition de 30 secondes), afin de rendre la lecture de ces sections plus aisées. En réalité, la chronologie est inverse, nous avons d'abord réalisé les mesures des zones restreintes avant l'échantillon en entier. Cela afin d'extraire les spectres de fluorescence en priorité.

4.4.2 Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC2216

La Figure 4-30 présente la mesure qui nous a permis de réaliser une image de l'échantillon 4-EC2216 dans son intégralité. Au centre du substrat, nous pouvons observer le dépôt de contaminant, mais aussi des particules textiles déposées sur l'échantillon. Le temps d'intégration a été paramétré à 5 secondes, qui est un compromis correct pour un temps de mesure acceptable et un signal suffisant pour détecter le dépôt fluorescent. Cette mesure a duré un peu plus d'une heure et demie.

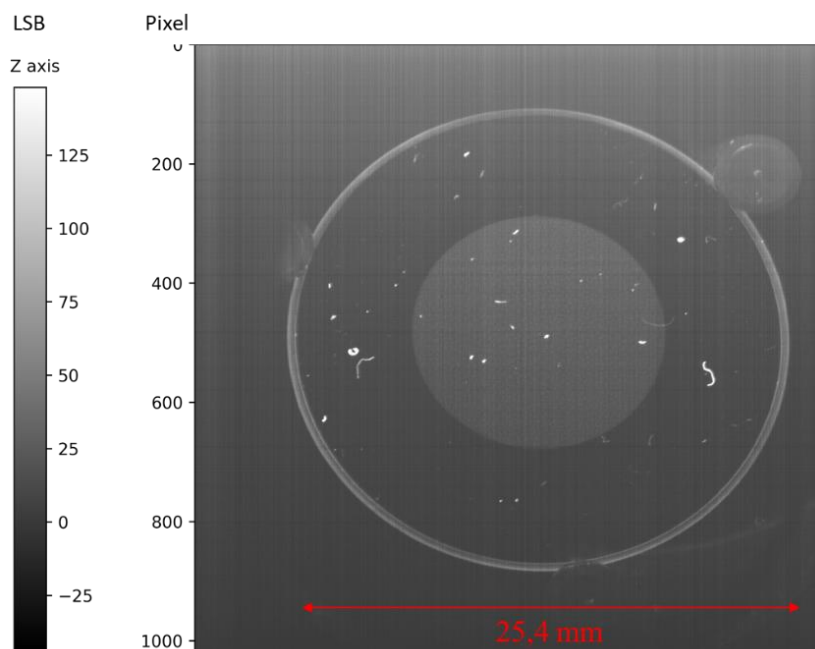


Figure 4-30 - Mesure de l'échantillon 4-EC2216, au centre le dépôt de contaminants, les particules très lumineuses sont des poussières textiles. Le temps d'acquisition a été réglé pour 5 secondes afin de réaliser une image de l'échantillon dans son intégralité. En revanche, ce réglage ne nous permet pas d'extraire des spectres sur la zone contaminée du fait d'un signal sur bruit trop important.

Cependant, cette mesure ne nous permet pas d'extraire un spectre analysable, le rapport signal sur bruit est trop important. Afin d'avoir un signal de fluorescence acceptable, comme expliqué précédemment, nous avons dû paramétrer le temps d'acquisition à 30 secondes, les détails des paramètres de la mesure sont donnés dans le Tableau 23.

Tableau 23 - Paramètre d'acquisition pour l'échantillon 4-EC2216

4-EC2216	Mesure intégrale	Mesure zone restreinte
Angle de balayage (°)	-2° à 2°	-0,2 à 0,2
Largeur de la zone scannée (mm)	32,2	3,4
Temps d'acquisition (s)	5	30
Temps de mesure (min)	92,8	53,4

Nous avons largement réduit la zone d'analyse. La nouvelle mesure pour 30 secondes de temps d'acquisition a duré un peu moins d'une heure. La Figure 4-31 met en évidence cette zone, plus restreinte.

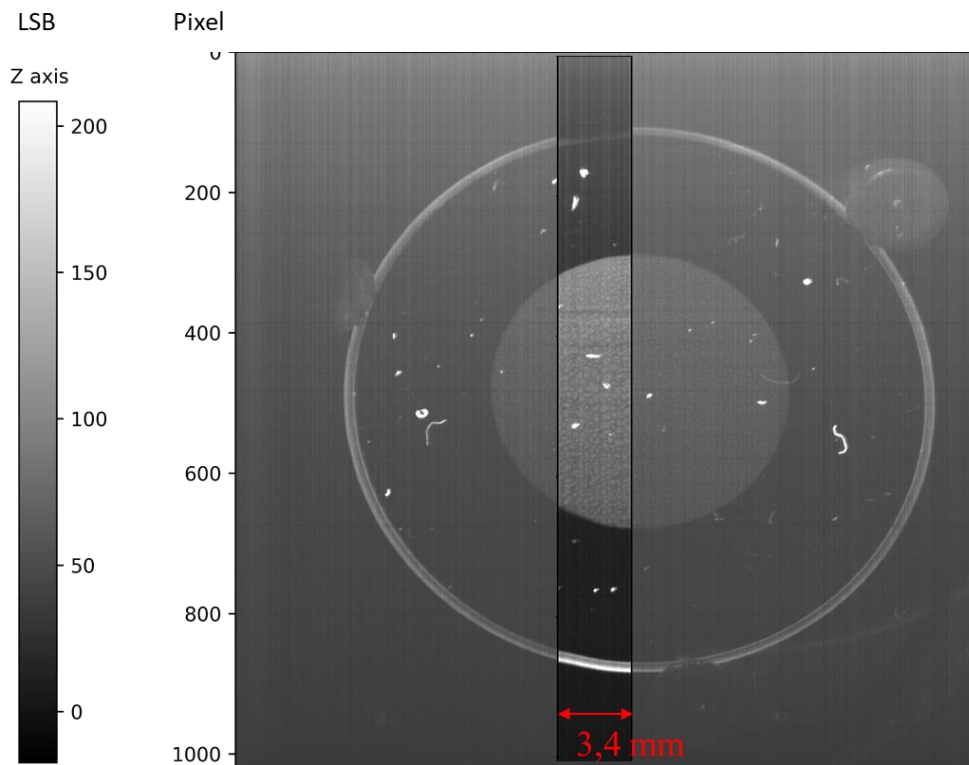


Figure 4-31 - Mise en évidence de la zone restreinte de l'échantillon 4-EC2216, pour une mesure à 30 secondes en temps d'acquisition. Nous pouvons d'ores et déjà apprécier les détails du dépôt.

Grâce aux outils développés pour l'analyse des données (voir annexe C.3 page 185), nous pouvons créer une région d'intérêt (ROI pour *Region Of Interest*) qui permet à l'utilisateur d'extraire les spectres de chaque pixel de cette zone, et enfin les moyenniser entre eux. La région d'intérêt tracée est visible sur la Figure 4-32, nous avons détourné tout le dépôt en excluant les particules de tissus qui fausseraient le spectre de fluorescence.

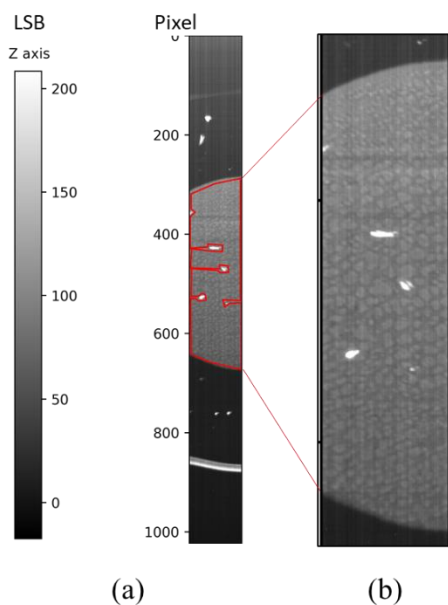


Figure 4-32 - Echantillon 4-EC2216 : mesure de la zone restreinte à 30 secondes de temps d'acquisition. (a) zone d'intérêt détournée pour extraire le spectre moyen de chaque pixel. (b) Zoom sur la zone analysée, nous pouvons apprécier la morphologie en gouttelette.

Le spectre de fluorescence ainsi obtenu est présenté sur la Figure 4-33, nous retrouvons les pics semblables obtenus par le spectromètre OceanOptics 4.3.1 page 136. Nous les comparons dans la section 4.5 page 148.

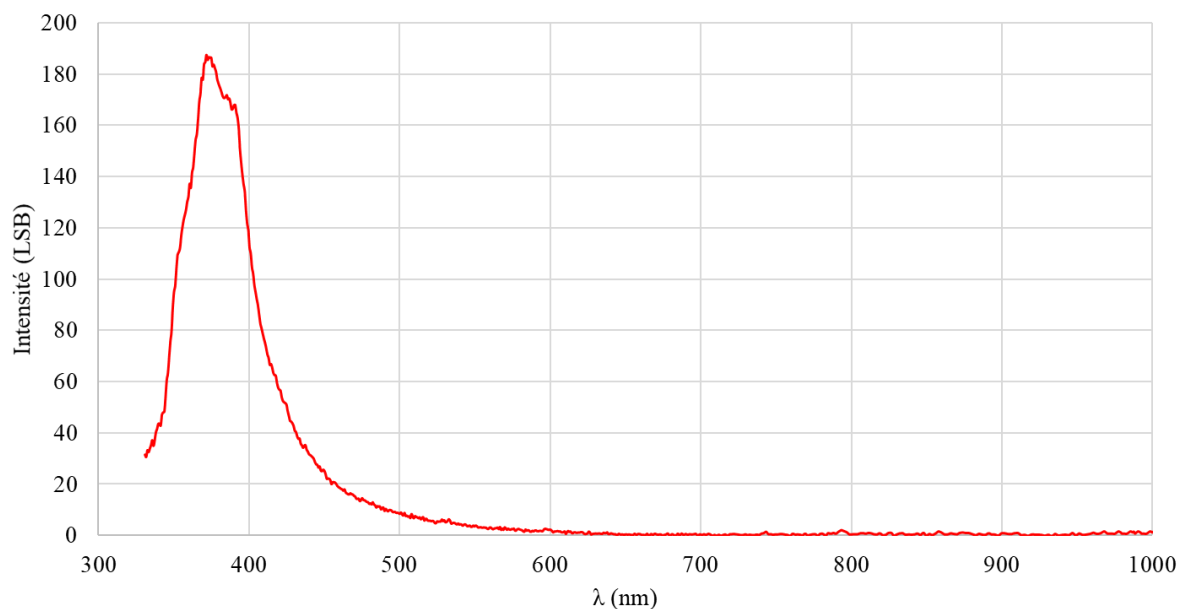


Figure 4-33 - Echantillon EC2216 : spectre de fluorescence moyenné sur la zone d'intérêt tracée sur la Figure 4-32. Nous retrouvons des pics semblables au spectre mesuré par le spectromètre OceanOptics (voir Figure 4-25).

4.4.3 Mesure des dépôts de contaminant issu du matériau EC9323

Nous avons rencontré un problème similaire avec les analyses du dépôt du dégazage issu du matériau EC9323. Bien que le signal en fluorescence soit plus important, nous n'avons pas été en mesure d'extraire un spectre de fluorescence analysable pour un temps d'intégration de 5 secondes. Nous avons donc réalisé une image de l'échantillon en entier, présentée dans la Figure 4-34. Les détails des paramètres de la mesure sont donnés dans le Tableau 24.

Toujours au centre du substrat, nous pouvons observer le dépôt de contaminants. La morphologie en gouttelette est plus marquée que l'échantillon précédent. Nous notons aussi des particules textiles déposées sur l'échantillon.

Tableau 24 - Paramètre d'acquisition pour l'échantillon 4-EC9323

4-EC9323	Mesure intégrale	Mesure zone retreinte
Angle de balayage (°)	-2° à 2°	-0,2 à 0,2
Largeur de la zone scannée (mm)	32,2	3,4
Temps d'acquisition (s)	5	30
Temps de mesure (min)	92,8	53,4

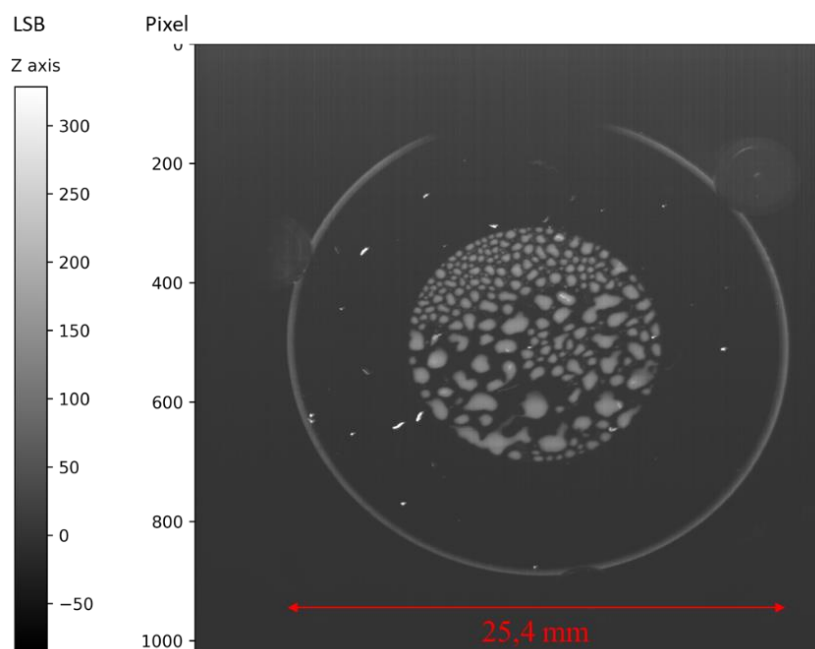


Figure 4-34 - Mesure de l'échantillon 4-EC9323, au centre le dépôt de contaminants, les particules très lumineuses sont des poussières textiles. Le temps d'acquisition a été réglé sur 5 secondes afin de réaliser une image de l'échantillon dans son intégralité. Cependant, ce réglage ne nous permet pas d'extraire des spectres sur la zone contaminée, du fait du rapport signal sur bruit trop important.

Comme pour l'échantillon précédent, cette mesure ne nous permet pas d'extraire un spectre analysable, le rapport signal sur bruit étant encore trop important. Nous avons donc une nouvelle fois largement réduit la zone d'analyse et avons paramétré un temps d'acquisition de 30 secondes. La nouvelle analyse a duré un peu moins d'une heure. La zone plus restreinte est visible sur la Figure 4-35.

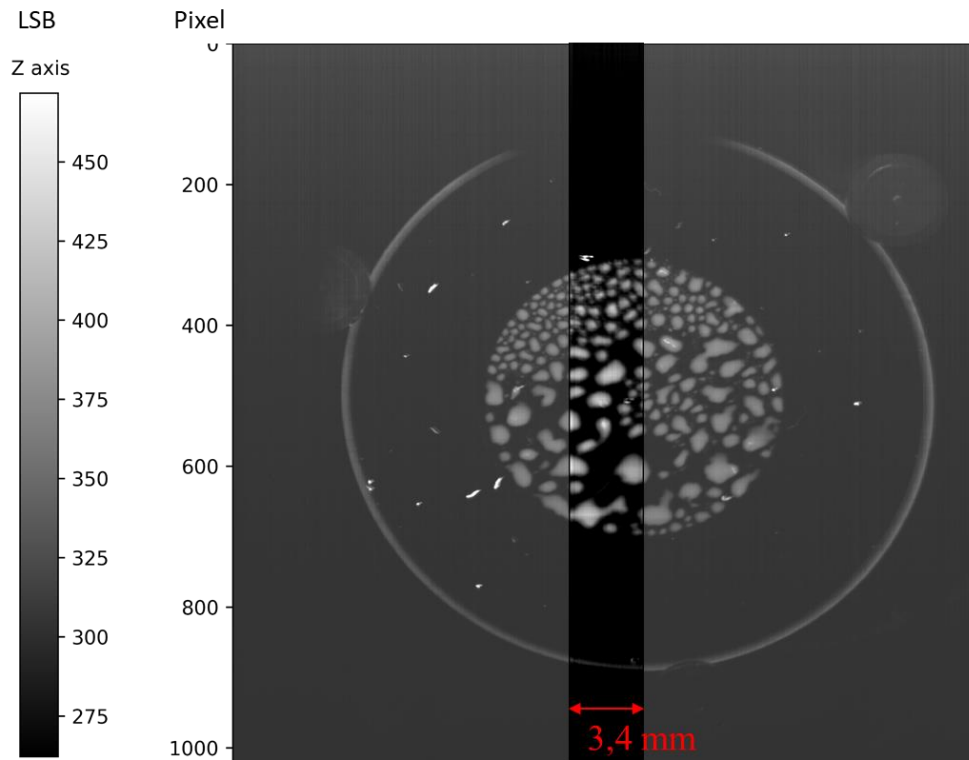


Figure 4-35 - Mise en évidence de la zone restreinte de l'échantillon 4-EC9323, pour une mesure à 30 secondes en temps d'acquisition. Nous pouvons d'ores et déjà apprécier les détails du dépôt.

La morphologie en gouttelettes ne nous a pas permis de réaliser une unique ROI. Nous avons donc tracé trois régions d'intérêt différentes afin de comparer le signal. Ces trois régions présentent les mêmes spectres de fluorescence. La Figure 4-36 présente les trois zones que nous avons sélectionnées de manière arbitraire.

Sur cette même figure, nous pouvons remarquer que le haut de la figure n'est pas complètement net. Cela est dû à un mauvais focus de la platine de translation sur lequel repose le miroir M2 de focus. Ce mauvais focus a sûrement engendré une perte d'intensité du signal mesuré de fluorescence du dépôt.

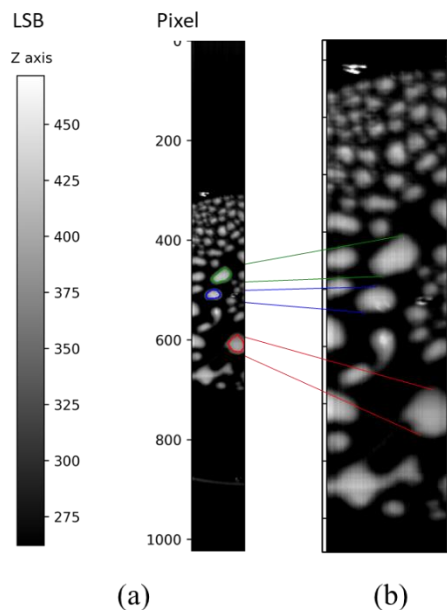


Figure 4-36 - Echantillon 4-EC9323 : mesure de la zone restreinte à 30 secondes de temps d'acquisition. (a) zones d'intérêt détournées pour extraire le spectre moyen de chaque pixel. (b) Zoom sur la zone analysée, nous pouvons apprécier la morphologie en gouttelette.

Le spectre de fluorescence pour la zone d'intérêt rouge est présenté sur la Figure 4-37, le spectre est moins facilement reconnaissable cette fois-ci comparé à celui obtenu par le spectromètre OceanOptics 4.3.1 page 136 et est aussi plus bruité que le spectre de fluorescence des contaminant issu du matériau EC2216 (voir Figure 4-33 page 143) car la région d'intérêt moyenne moins de pixels. Nous les comparons dans la section 4.5 page 148.

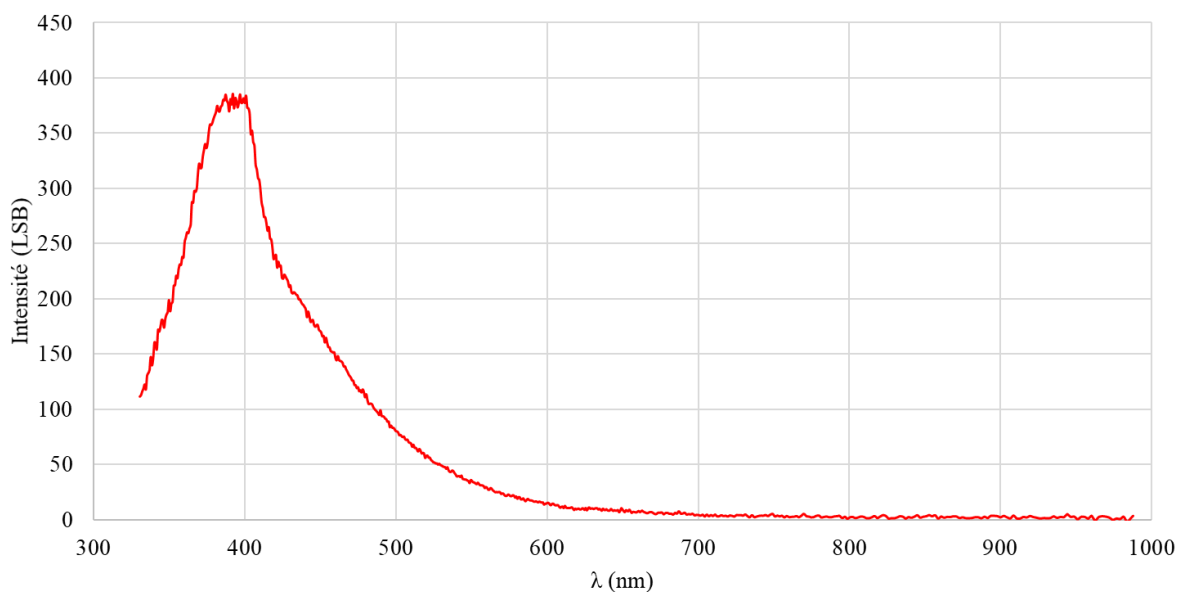
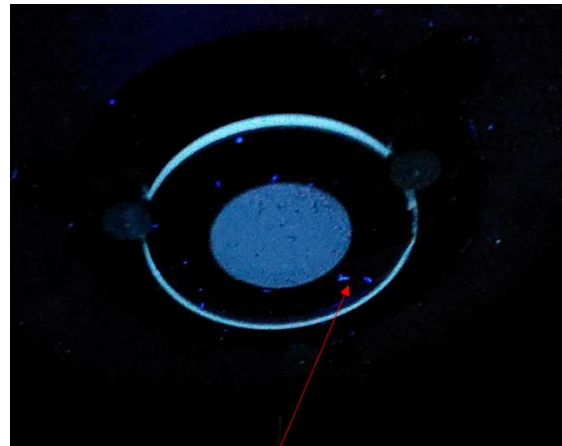


Figure 4-37 - Echantillon 4-EC9323 : spectre de fluorescence de la zone d'intérêt rouge tracée sur la Figure 4-36. Nous retrouvons des pics semblables au spectre mesuré par le spectromètre OceanOptics (voir Figure 4-26).

4.4.4 Azurant

Les deux échantillons analysés par l'imageur hyperspectral nous permettent de détecter des particules présentes sur le substrat et le dépôt. Celles-ci ont une forme circulaire ou filaire et sont visibles à l'œil nu, comme nous pouvons l'observer sur la Figure 4-38. Il s'agit le plus souvent d'une particule textile.

Nous avons tracé une ROI autour d'une de ces particules afin de mesurer son signal en fluorescence, comme représenté sur la Figure 4-39.



Particule fluorescente

Figure 4-38 - Particule fluorescente sur un dépôt issu du matériau EC2216.

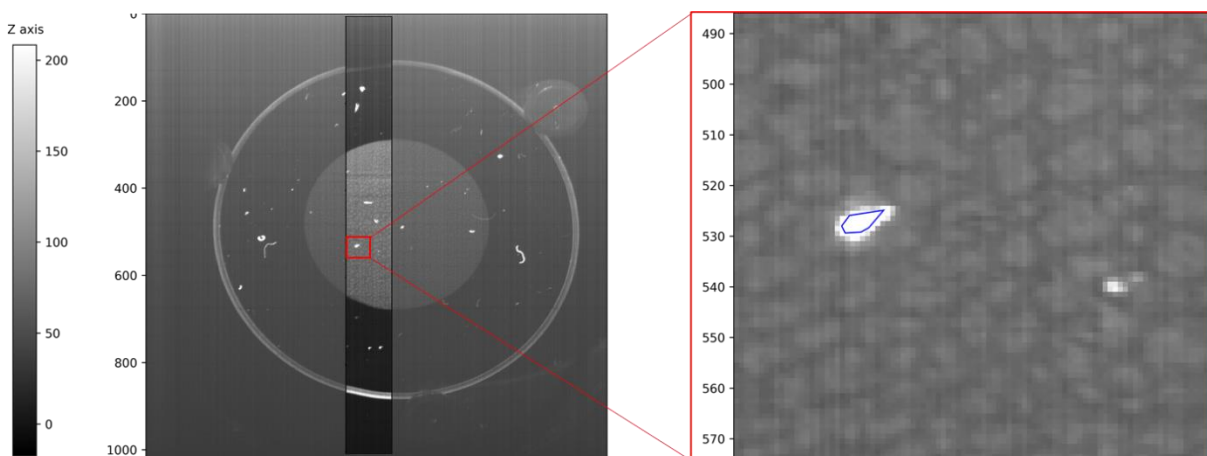


Figure 4-39 - ROI sur une particule présente sur l'échantillon 4-EC2216. Leur signal est d'environ trois fois plus important que le signal de fluorescence du dépôt.

Le spectre de fluorescence de cette particule est représenté sur la Figure 4-40. Afin de mettre en évidence la différence d'intensité de fluorescence, nous avons également représenté le spectre de fluorescence mesuré pour le dépôt de l'échantillon 4-EC2216. Nous pouvons remarquer que cette particule, probablement issue d'une blouse blanche, présente une intensité de fluorescence environ trois fois plus importante que celle du dépôt de matériau EC2216. Cela s'explique par la présence d'azurant optique dans ces particules textiles dont nous retrouvons la signature spécifique sur le spectre mesuré [103]. Ces composés sont présents notamment dans les lessives afin de rehausser la couleur blanche de certains vêtements.

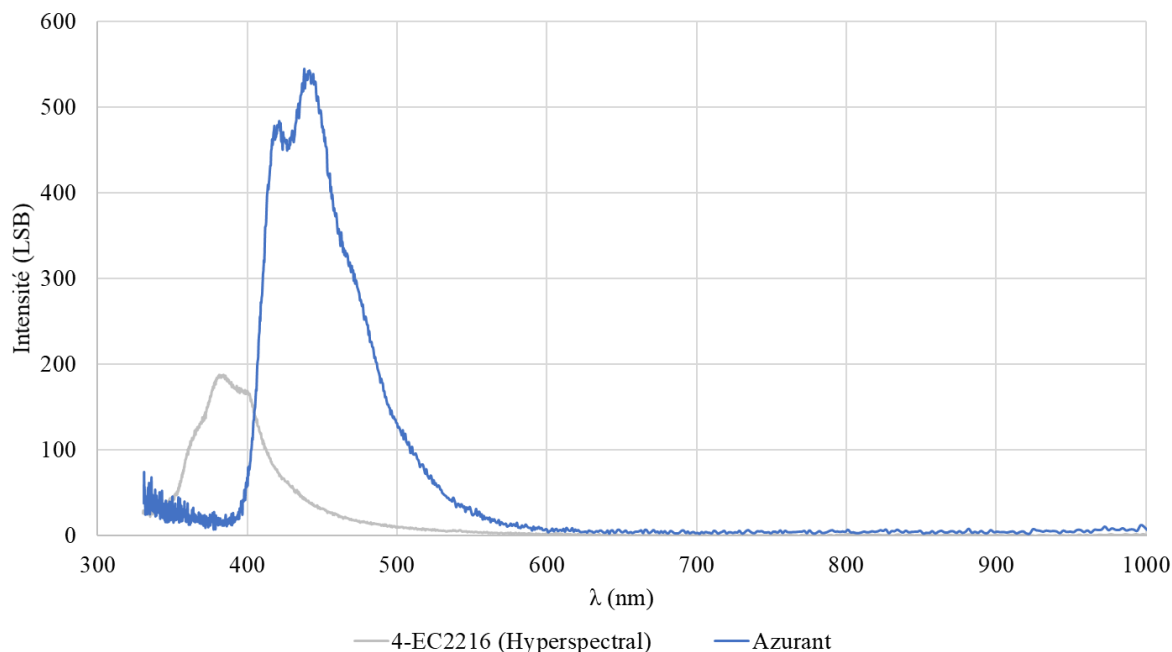


Figure 4-40 - Spectres de fluorescence d'une particule azurante (en bleu) et dépôt de l'échantillon 4-EC2216 (en gris) mesurés par l'instrument hyperspectral.

4.5 Comparaison spectromètre et imageur hyperspectral

4.5.1 Comparaison des spectres

Nous pouvons maintenant comparer les mesures effectuées avec le spectromètre OceanOptics et celles avec l'imageur hyperspectral pour les deux échantillons 4-EC2216 et 4-EC9323.

La Figure 4-41 représente les spectres acquis pour l'échantillon du matériau 4-EC2216. Afin de décrire la comparaison entre les deux spectres, quatre zones peuvent être définies et sont représentées sur la Figure 4-41 :

- (a) : l'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation située dans les UV entre 330 et 350 nm.
- (b) : l'imageur hyperspectral détecte les trois modulations à 350, 375 et 390 nm. Nous pouvons noter la bonne corrélation entre les deux spectres sur cette gamme de longueurs d'onde.
- (c) : les deux spectres ne présentent pas une pente identique entre 400 et 550 nm. Par ailleurs, l'imageur ne détecte pas la légère modulation visible à 425 nm.
- (d) : l'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation entre 570 et 600 nm.

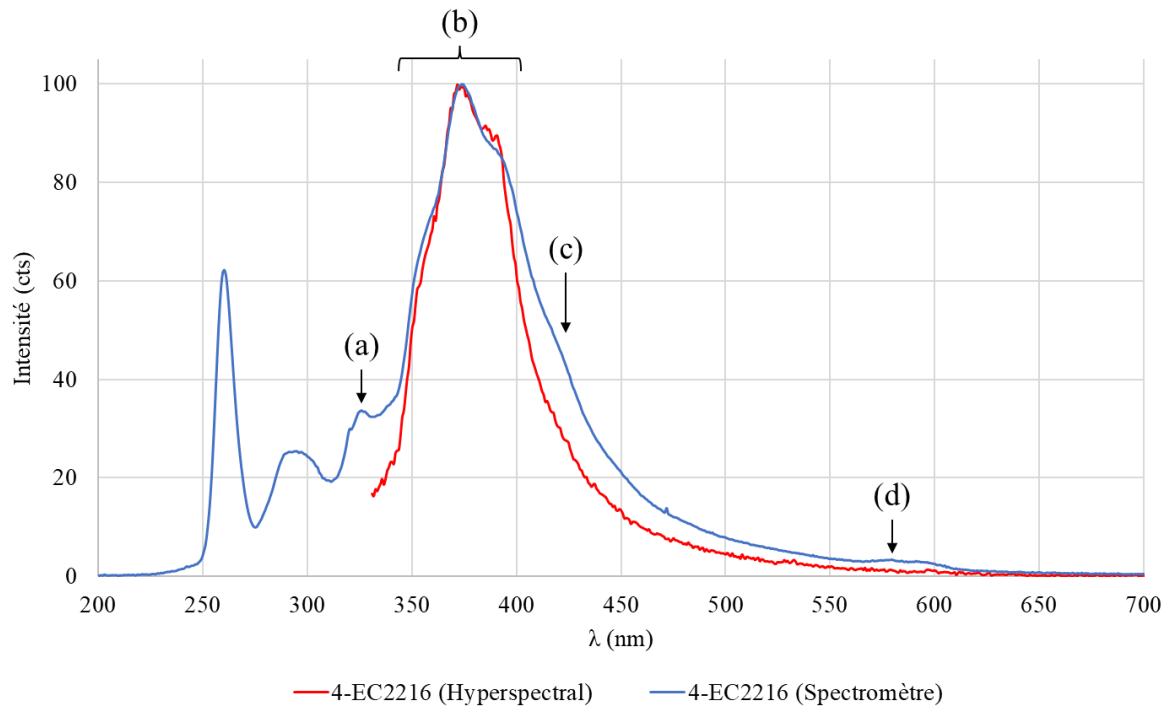


Figure 4-41 - Comparaison des signaux normalisés mesurés par le spectromètre OceanOptics et l'imageur hyperspectral pour l'échantillon 4-EC2216. (a) Le spectromètre mesure un signal dans cet intervalle, alors que l'imageur ne le détecte pas. (b) : L'imageur hyperspectral mesure les mêmes pics à 350, 375 et 390 nm. (c) Il y a une différence de pente importante entre les deux spectres, l'imageur hyperspectral ne semble pas prendre en compte la modulation à 425 nm. (d) L'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation entre 570 et 600 nm.

Sur la Figure 4-42 nous comparons les spectres de l'échantillon suivant (4-EC9323). Encore une fois, afin de décrire la comparaison entre les deux spectres, nous définissons quatre zones représentées sur la Figure 4-42 :

- (a) : l'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation située dans les UV entre 330 et 350 nm.
- (b) : les pentes ascendantes de la modulation à 390 nm détectée par les deux instruments correspondent. En revanche, l'imageur hyperspectral ne détecte pas le même maximum de signal que le spectromètre OceanOptics.
- (c) : les deux spectres ne présentent pas une pente identique entre 400 et 550 nm. Par ailleurs, l'imageur hyperspectral détecte un changement de pente visible à 450 nm.
- (d) : l'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation entre 570 et 600 nm.

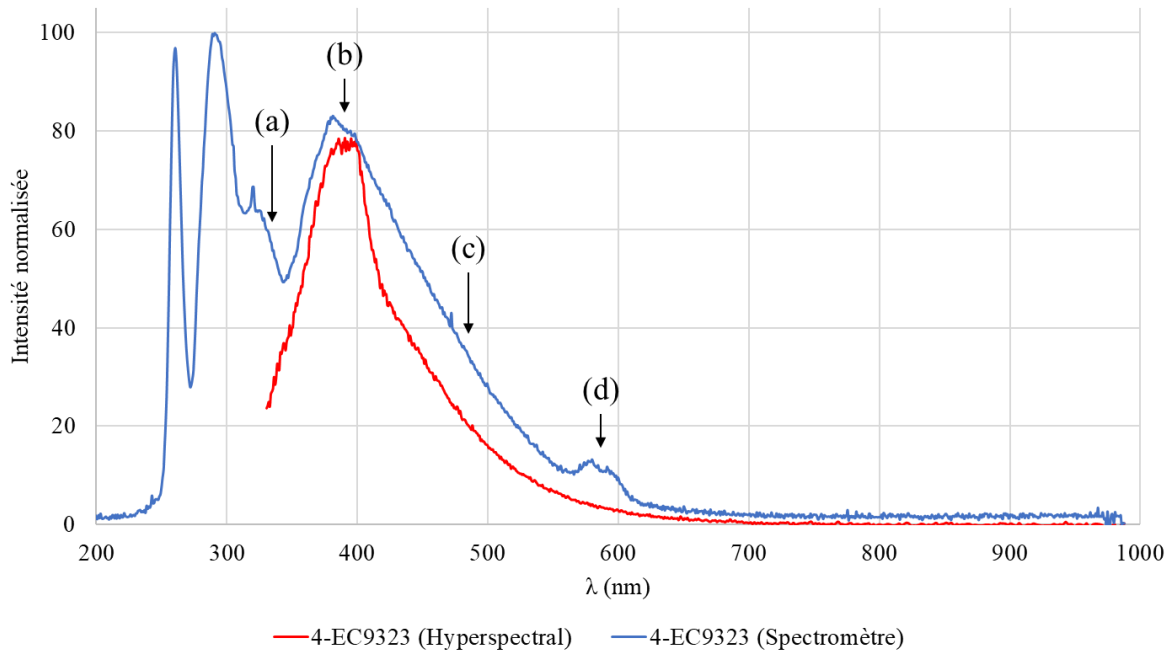


Figure 4-42 - Comparaison des signaux normalisés mesurés par le spectromètre OceanOptics et l'imageur hyperspectral pour l'échantillon 4-EC9323. (a) Le spectromètre mesure un signal dans cet intervalle, alors que l'imageur ne le détecte pas. (b) L'imageur hyperspectral ne détecte pas le même maximum de pic de fluorescence. (c) Il y a une différence de pente importante entre les deux spectres, l'imageur hyperspectral détecte une modulation à 450 nm. (d) L'imageur hyperspectral ne détecte pas la modulation entre 570 et 600 nm.

4.5.2 Discussion

Les différences soulignées dans ces deux comparaisons mettent en évidence que l'instrument hyperspectral est capable de détecter les pics de fluorescence principaux pour les deux échantillons. En revanche, il échoue à détecter les pics secondaires dont l'intensité est plus faible.

Ceci peut être dû à un vieillissement prématuré des traitements aluminium des optiques du fournisseur Optique Fichou. En effet, lors d'une inspection des optiques à l'aide d'une lumière blanche, nous avons constaté l'apparition de reflets violets inhomogènes sur certaines zones des miroirs M1 et M4. La réflectivité de ces optiques dans certaines gammes de longueurs d'onde peut avoir évolué et ne plus correspondre aux courbes représentées dans l'annexe B.1 page 169. Une mesure des réflectivités des miroirs serait nécessaire afin de confirmer l'impact de l'altération du traitement aluminium sur la sensibilité de l'instrument.

Un autre élément qui pourrait être responsable du manque de sensibilité de l'instrument pour détecter les pics de faible intensité est la présence de lumière parasite. Sur la Figure 4-30 par exemple, on peut observer un gradient de niveau de gris dans l'axe Y de l'image. En effet, la mesure de l'échantillon 4-EC2216 nécessite de pousser la sensibilité de l'instrument afin de détecter un signal dans une dynamique allant de 0 à 125 LSB, ce qui met en évidence cette lumière parasite. Or, toutes les mesures ont été réalisées dans le noir, la seule source de lumière présente lors de la mesure est la source

d'excitation elle-même. Il est possible qu'il existe un passage pour cette lumière qui illumine le capteur CCD de manière homogène sur son champ X. Dans ce cas, nous devrions observer un décalage (offset) global sur toutes les longueurs d'onde du spectre, ce qui n'est pas le cas. La présence de cette lumière parasite n'est donc probablement pas l'élément majoritaire responsable du manque de sensibilité de l'instrument.

Dans le cas particulier des UV, sur la gamme de longueurs d'onde de 330 à 350 nm, l'instrument hyperspectral ne détecte aucune modulation, à l'inverse du spectromètre OceanOptics. La courbe de performance théorique de l'instrument hyperspectral en fonction de la longueur d'onde, représentée sur la Figure 3-1 du CHAPITRE 3 page 86, montre bien que la réponse de l'instrument s'écroule dans les UV pour une longueur d'onde inférieure à 400 nm. Ceci est lié à deux facteurs en particulier :

- l'efficacité quantique QE du capteur CCD qui diminue pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm (annexe B.2 page 173),
- et la réflectivité de la face arrière du miroir M1 qui diminue pour des longueurs d'onde inférieures à 350 nm (Figure B-2 page 169).

Comme nous en avons déjà discuté dans ce manuscrit, différentes options sont envisagées pour augmenter la sensibilité de l'instrument dans la gamme des UV (section 3.3.2 CHAPITRE 3 page 105).

CONCLUSION

L'objectif de cette thèse a été la réalisation d'un instrument hyperspectral répondant à une problématique d'analyse physico-chimique de contaminants sur les surfaces sensibles d'engins orbitaux. Ce manuscrit décrit le développement de cet instrument ainsi que les essais sur des échantillons représentatifs de contaminations rencontrées en salle propre.

Nous avons discuté dans cette thèse de l'impact des dépôts de produits issus du dégazage de certains matériaux organiques. Lors du dégazage de ces matériaux, des films ou des gouttelettes (dans les cas extrêmes) peuvent se déposer sur des surfaces de l'engin orbital, comme des capteurs ou des optiques. La détection de la lumière peut alors être réduite à cause de l'absorption de celle-ci par les contaminants, ce qui peut à terme mettre en péril la mission de l'engin orbital. Actuellement, les méthodes d'inspection usuelles ne permettent pas d'identifier les contaminants, à moins d'être invasives pour la surface analysée de l'engin orbital. En effet, le besoin de prélever un échantillon présente un risque d'altérer la nature physico-chimique du contaminant ou d'apporter une nouvelle contamination. Ces solutions sont donc proscrites dans la majorité des cas. La seule solution acceptable consiste alors en un simple nettoyage, réduisant ainsi les conséquences de la contamination, sans en comprendre la cause.

A travers des études de fluorescence des contaminants issues du dégazage de deux résines époxy, nous avons été en mesure de mettre en évidence une signature unique pour chacun des dépôts. D'autres études, sur des silicones entre autres, ont aussi permis d'établir des signatures spécifiques permettant de les différencier. La méthode de caractérisation par fluorescence permet donc de répondre à la problématique de détection et d'identification des contaminants sur les surfaces d'engins orbitaux.

Notre but était alors de développer un instrument de caractérisation portable pouvant à la fois imager la zone étudiée pour repérer des traces de contaminants, mais aussi extraire leur signature physico-chimique. M. Frédéric Bourcier du laboratoire DTN/QE/LE du CNES a alors imaginé un instrument hyperspectral assez sensible pour mesurer la fluorescence des matériaux sur une large bande lumineuse, couvrant l'UV jusqu'au NIR. Mesurer et imager un signal lumineux sur une gamme de longueur d'onde aussi large implique l'utilisation d'un système catoptrique. En effet, les systèmes dioptriques ne permettent pas d'imager en deçà de 400 nm, à cause principalement des aberrations chromatiques. La solution optique proposée ici a fait l'objet de brevets. Cette thèse s'inscrit chronologiquement dans la réalisation de cet instrument à partir de ces inventions.

Une première étape de ces travaux de thèse a donc été, à partir des simulations optiques, la réalisation de l'architecture mécanique de l'instrument. Nous avons travaillé en collaboration avec un bureau de conception mécanique DEFI12 afin de concevoir des solutions de maintien avec le moins de réglages possibles des optiques, actionneurs et capteurs. Le but était de faciliter l'entretien de l'instrument. Il s'est avéré que certaines solutions étaient trop figées. Elles rendaient l'alignement optique fastidieux, et parfois ne permettaient pas de rattraper des déplacements de montures ou autres pièces mécaniques,

nous obligeant ainsi à rattraper ces défauts quand cela était possible, par des corrections numériques effectuées sur les mesures de l'instrument.

La radiométrie a été la seconde étape, et est un point important de ces travaux. Elle fait d'ailleurs encore l'objet de développements. Les différentes parties actives de l'instrument, tels que les miroirs et le prisme mais aussi le capteur CCD, présentent chacun une réponse spécifique pour chaque longueur d'onde dans la gamme de travail de l'instrument (entre 330 et 1000 nm). Le bilan de liaison a permis de vérifier une faible réponse dans les UV et NIR. Le capteur CCD est en grande partie responsable de ce bilan. En effet, il présente une efficacité quantique inférieure à 50% pour des longueurs d'ondes inférieures à 350 nm et supérieures à 950 nm. Dans le cas de la faible réponse dans les UV, la réflexion de la face arrière du miroir à fente M1 est également en cause, puisqu'elle chute en dessous de 80% à partir de 350 nm. Il est important de noter également que nous perdons en moyenne 10% du signal utile sur le reste de la gamme de travail en longueur d'onde à chacune des réflexions sur les miroirs. Notre instrument étant composé de six optiques actives, les pertes en luminosité de proche en proche dans le meilleur des cas atteignent en moyenne $0,9^6$, soit environ 53% du signal utile.

Afin d'étalonner la réponse de l'instrument, nous avons mis en place une correction radiométrique en nous servant du spectre du soleil. Nous ne disposions pas de source continue et stable nous permettant de réaliser la recette de l'instrument. Le spectre du soleil étant bien documenté dans la littérature, nous l'avons utilisé pour générer les fichiers d'étalonnage. Bien que cet étalonnage ait permis d'obtenir des mesures cohérentes, nous avons anticipé un futur protocole d'étalonnage plus rigoureux.

Après la description du développement et la réalisation de l'instrument, nous avons examiné de nouveaux axes d'amélioration qui équiperont une nouvelle version de l'instrument pour le LAMS. Certains ont déjà été validés et sont en cours de montage, comme les lasers intégrés à l'instrument rendant celui-ci actif. Un point d'amélioration important sur lequel nous souhaiterions nous pencher est d'équiper l'instrument avec une nouvelle caméra équipée d'un capteur CMOS. En effet, suite à des avancées technologiques importantes autour des capteurs CMOS, ces derniers présentent des sensibilités équivalentes aux capteurs CCD, technologie qui équipe actuellement notre instrument. Nous discutons aussi de l'intérêt d'adapter la gamme de travail, notamment pour les besoins du laboratoire DTN/QE/LE du CNES pour lequel nous sommes amenés à caractériser des matériaux organiques susceptibles de fluorescer à des longueurs d'onde en deçà de 300 nm, et donc en dehors de la gamme de travail de notre instrument.

La dernière étape de ces travaux de thèse est logiquement l'application sur des échantillons représentatifs, afin de valider la sensibilité spatiale et spectrale de l'instrument. Nous avons sélectionné deux colles époxy souvent rencontrées dans des montages d'engins orbitaux. A l'aide d'un banc de dégazage développé au laboratoire DTN/QE/LE du CNES, nous avons fait dégazer sur des substrats en silice fondue chacun des matériaux pour quatre masses différentes afin d'obtenir des dépôts (en film ou

gouttelettes) de diverses épaisseurs. Une première analyse grâce à un banc de spectrofluorimétrie nous a permis d'acquérir les réponses en fluorescence de ces deux matériaux. Nous avons mis en évidence que chacun des matériaux présente une réponse caractéristique nous permettant de l'identifier facilement, et donc de remonter au matériau parent, responsable du dépôt. Nous remarquons aussi que plus l'épaisseur du dépôt augmente, plus le signal est intense. Grâce à ces données, nous savions quel type de spectre nous étions censés mesurer à l'aide de l'instrument hyperspectral. A cet instant des travaux de thèse, il a été mis en évidence que les spectres de fluorescence des contaminants issus de ces deux matériaux avaient une réponse en deçà de 330 nm, et donc ne seraient pas détectés par notre instrument.

Nous avons donc par la suite mesuré le dépôt le plus épais issu des deux matériaux à l'aide de l'imageur hyperspectral. Il s'est avéré que l'instrument nécessite un temps d'acquisition important pour détecter un signal exploitable en imagerie, environ 30 secondes pour chaque ligne scannée. De ce fait, si nous souhaitons avoir une mesure de l'intégralité de l'échantillon, le temps d'acquisition est relativement important (environ 8 heures). Ainsi, nous n'avons été en mesure d'étudier seulement une zone limitée de nos échantillons.

Comme supposé, la sensibilité dans les UV est faible, l'instrument ne détecte plus de signal en dessous de 350 nm. En ce qui concerne le dépôt de contaminant issu du matériau EC2216, le spectre est quasiment équivalent à celui mesuré par le banc de spectrofluorimétrie. En revanche le dépôt de contaminants issus du matériau EC9323 est plus difficilement comparable. Dans les deux cas, certaines modulations ne sont pas détectées par l'instrument hyperspectral et la forme des pentes de certains pics ne correspondent pas. Nous supposons que la correction radiométrique ne permet pas de rendre le signal complètement exploitable. Comme précisé, nous devons revoir notre protocole d'étalonnage. Il n'empêche que les résultats sont prometteurs et les performances spatiales sont correctes. Nous sommes bien en mesure de tracer les spectres de fluorescence des matériaux présents sur l'image.

Pour conclure, l'instrument hyperspectral nécessite encore du temps de développement, notamment sur la partie logicielle permettant de contrôler les différents actionneurs mais aussi les routines de corrections radiométriques. Nous devons adapter en fonction du domaine d'application la gamme de travail en longueur d'onde mais aussi améliorer la sensibilité de l'instrument. Cette dernière en effet impose des temps d'acquisition qui sont encore trop importants pour pouvoir réaliser des mesures en salle propre. Le besoin de travailler dans un environnement le plus sombre possible, mais aussi de bloquer l'accès à l'engin orbital durant le temps de la mesure ne nous permet pas d'envisager de futur essai en AIT pour le moment.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. F. H. Goetz, G. Vane, J. E. Solomon, et B. N. Rock, « Imaging Spectrometry for Earth Remote Sensing », *Science*, vol. 228, n° 4704, p. 1147-1153, 1985, doi: 10.1126/science.228.4704.1147.
- [2] F. Alby, D. Payan, D. Faye, et D. FAYE, « Dégazage et contamination », in *Cours de technologie spatiale : Techniques et Technologies des Véhicules Spatiaux*, Centre National d'Etudes Spatiales., vol. 1 : Généralités et contraintes de développement, p. 297.
- [3] A. C. Tribble, *Fundamentals of contamination control*, SPIE Press. 2000.
- [4] G. Rioland, K. Shimazaki, E. Miyazaki, et Y. Kimoto, « Transmittance measurements and predictions of optics contaminated with space materials in the ultraviolet–visible–near-infrared range », *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, vol. 6, n° 01, p. 018004, févr. 2020, doi: 10.1117/1.JATIS.6.1.018004.
- [5] G. Burgot et J.-L. Burgot, *Méthodes instrumentales d'analyse chimique et applications : méthodes chromatographiques, électrophorèses et méthodes spectrales*, Editions TEC&DOC. Lavoisier, 2006.
- [6] B. Valeur, *Lumière et luminescence: ces phénomènes lumineux qui nous entourent*. Belin, 2007.
- [7] B. Valeur, « Caractéristiques de l'émission de fluorescence », in *Invitation à la fluorescence moléculaire*, De Boeck & Larcier, 2004, p. 21-44.
- [8] B. Valeur, « Effets des processus intermoléculaires photoinduits sur l'émission de fluorescence », in *Invitation à la fluorescence moléculaire*, De Boeck & Larcier, 2004, p. 45-73.
- [9] « Imagerie spectroscopique proche infrarouge fonctionnelle », *Centre intégré en neuroimagerie et neurostimulation de Québec*. <https://www.cinq.ulaval.ca/imagerie> (consulté le 16 novembre 2021).
- [10] B. Valeur, « Introduction à la fluorescence », in *Invitation à la fluorescence moléculaire*, De Boeck & Larcier, 2004, p. 1-7.
- [11] P. Bouchareine, « Spectrométrie optique », *Techniques de l'ingénieur Optique instrumentale*, vol. 1, n° R6310, 1994.
- [12] W. J. Marinelli, V. DiCristina, D. Sonnenfroh, et D. Blair, « Contamination detection NDE for cleaning process inspection », mars 1995, p. 12.
- [13] 3M - Scotch-Weld, « Epoxy Adhesive EC-2216 B/A ». juin 2009.
- [14] 3M - Scotch-Weld, « Epoxy Adhesive EC-9323 B/A ». octobre 2010.
- [15] U. Srinivas, Y. Chen, V. Monga, N. M. Nasrabadi, et T. D. Tran, « Discriminative graphical models for sparsity-based hyperspectral target detection », in *2012 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Munich, Germany, juill. 2012, p. 1489-1492. doi: 10.1109/IGARSS.2012.6350822.
- [16] A. Villa, J. Chanussot, J. A. Benediktsson, M. Ulfarsson, et C. Jutten, « Super-resolution: an efficient method to improve spatial resolution of hyperspectral images », présenté à 2010 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Honolulu, USA, juill. 2010. doi: 10.1109/IGARSS.2010.5654208.
- [17] X. Ceamanos et S. Valero, « Processing Hyperspectral Images », in *Optical Remote Sensing of Land Surface*, Elsevier, 2016, p. 163-200. doi: 10.1016/B978-1-78548-102-4.50004-1.
- [18] V. V. Klemas et V. V. Klemas, « Sensors and Techniques for Observing Coastal Ecosystems », in *Remote Sensing and Geospatial Technologies for Coastal Ecosystem Assessment and Management*, Xiaojun Yang., Springer Berlin Heidelberg, 2009, p. 17-44. doi: 10.1007/978-3-540-88183-4_2.

- [19] N. Hagen, L. S. Gao, T. S. Tkaczyk, et R. T. Kester, « Snapshot advantage: a review of the light collection improvement for parallel high-dimensional measurement systems », *Optical Engineering*, vol. 51, n° 11, p. 111702, 2012, doi: 10.1117/1.OE.51.11.111702.
- [20] M. De Biasio, T. Arnold, A. Tortschanoff, A. Hermerschmidt, et R. Leitner, « Snapshot spectral imaging using optimized diffractive optical elements », in *SPIE Defense, Security, and Sensing*, Baltimore, USA, mai 2012, vol. 8374. doi: 10.1117/12.919052.
- [21] Q. Li, X. He, Y. Wang, H. Liu, D. Xu, et F. Guo, « Review of spectral imaging technology in biomedical engineering: achievements and challenges », *Journal of Biomedical Optics*, vol. 18, n° 10, p. 100901, 2013, doi: 10.1117/1.JBO.18.10.100901.
- [22] W. L. Wolfe, *Introduction to imaging spectrometers*. SPIE Press, 1997.
- [23] A. F. H. Goetz, « Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth: A personal view », *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, p. S5-S16, 2009, doi: 10.1016/j.rse.2007.12.014.
- [24] E. K. Hege, D. O'Connell, W. Johnson, S. Basty, et E. L. Dereniak, « Hyperspectral imaging for astronomy and space surveillance », in *Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting*, San Diego, USA, janv. 2004, p. 380. doi: 10.1117/12.506426.
- [25] Groupe de Synthèse Hyperspectral, « Synthèse sur l'imagerie hyperspectrale ». CNES strategic documentation, 2008.
- [26] E. Gouisset, « Développement d'un instrument hyperspectral à large bande (UV-Vis-NIR) », présenté à 7ème colloque du Groupe Hyperspectral de la Société Française de Photogrammétrie et de Télédétection, Toulouse, France, 9 juillet 2019.
- [27] L. Lleó, J. M. Roger, A. Herrero-Langreo, B. Diezma-Iglesias, et P. Barreiro, « Comparison of multispectral indexes extracted from hyperspectral images for the assessment of fruit ripening », *Journal of Food Engineering*, vol. 104, n° 4, p. 612-620, 2011.
- [28] A. Abd-Elrahman, M. Croxton, R. Pande-Chettri, G. S. Toor, S. Smith, et J. Hill, « In situ estimation of water quality parameters in freshwater aquaculture ponds using hyperspectral imaging system », *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, vol. 66, n° 4, p. 463-472, 2011, doi: 10.1016/j.isprsjprs.2011.02.005.
- [29] L. de Viguerie, M. Alfeld, et P. Walter, « La lumière pour une imagerie chimique des peintures », *Reflète de la physique*, vol. 47-48, p. 106-111, 2016, doi: 10.1051/refdp/20164748106.
- [30] G. Lu et B. Fei, « Medical hyperspectral imaging: a review », *Journal of Biomedical Optics*, vol. 19, n° 1, p. 010901, 2014, doi: 10.1117/1.JBO.19.1.010901.
- [31] T. Zimmermann, J. Rietdorf, et R. Pepperkok, « Spectral imaging and its applications in live cell microscopy », *FEBS Letters*, vol. 546, n° 1, p. 87-92, 2003, doi: 10.1016/S0014-5793(03)00521-0.
- [32] F. Bourcier, R. Pansu, et D. Faye, « Fluorescence behaviour of space materials under UV illumination in cleanroom », in *12th international symposium on materials in the space environment*, Noordwijk, Pays Bas, sept. 2012, p. 1-6.
- [33] F. Bourcier, R. Pansu, D. Faye, P. Le Nouy, et P. Spezzigu, « Hyperspectral characterization of fluorescent organic contaminants on optical payloads », in *International Conference on Space Optics — ICSO 2014*, Tenerife, Spain, nov. 2017, p. 129. doi: 10.1117/12.2304189.
- [34] F. Bourcier *et al.*, « Hyperspectral instrumentation to image and characterize the fluorescence of materials », in *SPIE Optical Engineering and Applications*, San Diego, Etats-Unis, sept. 2016, p. 99520J. doi: 10.1117/12.2235592.
- [35] Frédéric Bourcier, « Wideband hyperspectral spectrophotometer for analysing an object in the fluorescent domain », WO2015071181

- [36] Edmund Optics, « 50mm de Dia., traité Aluminium UV Amélioré, $\lambda/10$ Miroir », *Edmund Optics*. <https://www.edmundoptics.fr/p/50mm-diameter-uv-enhanced-aluminum-coated-lambda10-mirror/22980/> (consulté le 29 novembre 2021).
- [37] Newport Corporation, « Motorized Rotation Stage, Compact, 360°, Micro Step Drive Stepper, SR Series », *Newport*. <https://www.newport.com/p/SR50PP> (consulté le 29 novembre 2021).
- [38] Edmund Optics, « Miroir Sphérique Traité Alum. Amélioré UV, 1" de dia., 4" FL », *Edmund Optics*. <https://www.edmundoptics.fr/p/1quot-dia-4quot-fl-uv-enhanced-alum-spherical-mirror/5104/> (consulté le 29 novembre 2021).
- [39] Newport Corporation, « Motorized Linear Stage, Miniature, 25 mm Travel, Stepper Motor, M2 and M3 », *Newport*. <https://www.newport.com/p/MFA-PPD> (consulté le 29 novembre 2021).
- [40] Edmund Optics, « Miroir Sphérique Traité Alum. Amélioré UV, 3" de dia., 12" FL », *Edmund Optics*. <https://www.edmundoptics.fr/p/3quot-dia-12quot-fl-uv-enhanced-alum-spherical-mirror/10122/> (consulté le 29 novembre 2021).
- [41] Andor - Oxford Instrument, « iKon-M 934 », *Andor - Oxford Instrument*. <https://andor.oxinst.com/products/ikon-xl-and-ikon-large-ccd-series/ikon-m-934> (consulté le 29 novembre 2021).
- [42] Thorlabs, « MFF101/M - Motorized Filter Flip Mount with Ø1" Optic Holder, M4 Tap », *Thorlabs*. <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=MFF101/M> (consulté le 29 novembre 2021).
- [43] Edmund Optics, « Miroir Elliptique 12,7 mm Axe Mineur, Aluminium Protégé », *Edmund Optics*. <https://www.edmundoptics.fr/p/elliptical-mirror-127mm-minor-axis-protected-aluminum/2247/> (consulté le 29 novembre 2021).
- [44] Frédéric Bourcier et Philippe Walter, « Spectrophotomètre hyperspectral large bande », EP3425354 [En ligne]. Disponible sur: <https://data.inpi.fr/brevets/EP3425354?q=#EP3425354>
- [45] Norland Products, « DATASHEET : NORLAND OPTICAL ADHESIVE 61 », *norlandprod*. <https://www.norlandprod.com/literature/61tds.pdf> (consulté le 9 novembre 2021).
- [46] AiryLab, « Polynôme de Zernike », *AiryLab Optique et imagerie*. <http://airylab.fr/services-pour-les-entreprises-et-la-recherche/introduction-a-loptipedia/polynome-de-zernike/> (consulté le 8 octobre 2021).
- [47] K. Rahbar, K. Faez, et E. Attaran Kakhki, « Phase wavefront aberration modeling using Zernike and pseudo-Zernike polynomials », *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 30, n° 10, p. 1988, 2013, doi: 10.1364/JOSAA.30.001988.
- [48] K. Schwertz et J. Burge, « Mounting of Optical Components », in *Field Guide to Optomechanical Design and Analysis*, SPIE, 2012, p. 51. doi: 10.1117/3.934930.
- [49] Newport Corporation, « Optical Mirror Mount Guide », *mks | Newport*. <https://www.newport.com/g/optical-mirror-mount-guide> (consulté le 18 novembre 2021).
- [50] Unisciel, « Prisme - Influence de l'angle i sur la déviation », *Optique Géométrique*. http://196.1.99.14/IUTENLIGNE/rsc/unisciel/ressources/UEL/physique/optigeo/optigeo_ch05/co/apprendre_ch05_10.html (consulté le 9 novembre 2021).
- [51] J. B. Hernandez, « Anisotropie magnétique induite par modulation de surface et étude de la propagation de parois de domaines dans des nanostructures magnétiques », Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2008.
- [52] Y. Chen, Y. Ji, J. Zhou, X. Chen, X. Wei, et W. Shen, « Distortion measurement of push-broom imaging spectrometer », in *International Conference on Optical Instrumentation and Technology*, Shanghai, China, nov. 2009, p. 750621. doi: 10.1117/12.837677.

- [53] R. A. Neville, L. Sun, et K. Staenz, « Detection of spectral line curvature in imaging spectrometer data », in *Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery IX*, Orlando, Etats-Unis, sept. 2003, vol. 5093, p. 144-154.
- [54] M. B. Henriksen, J. L. Garrett, E. F. Prentice, A. Stahl, T. A. Johansen, et F. Sigernes, « Real-Time Corrections for a Low-Cost Hyperspectral Instrument », in *2019 10th Workshop on Hyperspectral Imaging and Signal Processing: Evolution in Remote Sensing (WHISPERS)*, Amsterdam, Pays Bas, sept. 2019, p. 1-5. doi: 10.1109/WHISPERS.2019.8921350.
- [55] R. A. Neville, L. Sun, et K. Staenz, « Detection of keystone in imaging spectrometer data », in *Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery X*, Orlando, Etats-Unis, août 2004, vol. 5425. doi: 10.1117/12.542806.
- [56] Académie de Bordeaux, « Base de l'optique géométrique ». 2009 2008. Consulté le: 14 octobre 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://webtab.ac-bordeaux.fr/Etablissement/BDBorn/sections/postbac/prepasciences/physique/telech/docs20089/O1_2008-2009.pdf
- [57] J. W. Gooch, « Sellmeier Equation », in *Encyclopedic Dictionary of Polymers*, J. W. Gooch, Éd. Springer New York, 2011, p. 653-654. doi: 10.1007/978-1-4419-6247-8_10447.
- [58] T. Dethe *et al.*, « Causality and dispersion relations », *American Journal of Physics*, vol. 87, n° 4, p. 279-290, avr. 2019, doi: 10.1119/1.5092679.
- [59] F. Veroustraete, W. W. Verstraeten, K. Hufkens, B. Gielen, F. Colson, et E. Prinsen, « Research Article Physical Modelling of Nikon Coolpix Camera RGB Responses for Application in Non-Destructive Leaf Chlorophyll Imaging », p. 21, 2015.
- [60] H. Zhang, Y. Yang, W. Jin, C. Liu, et W. Hsu, « Effects of Spectralon absorption on reflectance spectra of typical planetary surface analog materials », *Optics Express*, vol. 22, n° 18, p. 21280, 2014, doi: 10.1364/OE.22.021280.
- [61] Agilent, « Agilent Cary 4000/5000/6000i Series - UV-VIS-NIR Spectrophotometers ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.agilent.com/cs/library/brochures/5990-7786EN_Cary-4000-5000-6000i-UV-Vis-NIR_Brochure.pdf
- [62] American Society for Testing and Materials, « Reference Air Mass 1.5 Spectra », *NREL*. <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/assets/data/astmg173.xls> (consulté le 18 mars 2021).
- [63] Ocean Insight, « QE Pro Spectrometer ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.oceaninsight.com/globalassets/catalog-blocks-and-images/pdfs/qe-pro_product-sheet.pdf
- [64] Ocean Insight, « NIRQuest Spectrometer ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.oceaninsight.com/globalassets/catalog-blocks-and-images/pdfs/nirquestplus-product-sheet.pdf>
- [65] Q. Trecul, « Développement et intégration d'un instrument hyperspectral », INSA Rennes, Rapport de stage, 2021.
- [66] P. Jerram et K. Stefanov, « CMOS and CCD image sensors for space applications », in *High Performance Silicon Imaging*, Elsevier, 2020, p. 255-287. doi: 10.1016/B978-0-08-102434-8.00009-X.
- [67] Andor - Oxford Instrument, « Marana sCMOS ». Consulté le: 29 novembre 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://andor.oxinst.com/products/scmos-camera-series/marana-scmos>
- [68] Sony, « IMX410CQK ». Consulté le: 29 novembre 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.sony-semicon.co.jp/e/products/IS/camera/product.html>
- [69] Y. Reibel, M. Jung, M. Bouhifd, B. Cunin, et C. Draman, « CCD or CMOS camera noise characterisation », *Eur. Phys. J. AP*, vol. 21, n° 1, p. 75-80, janv. 2003, doi: 10.1051/epjap:2002103.

- [70] T. Estruch, « Comment fonctionnent les capteurs CCD et CMOS ? », *Photoniques*, n° 79, p. 39-42, 2015, doi: 10.1051/photon/20157939.
- [71] G. Boucharlat, « Dispositifs à transfert de charges (CCD) », *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, vol. 2, n° E2530, 2006, doi: <https://doi.org/10.51257/a-v1-e2530>.
- [72] Laser Components, « SMD6060-UVC LED High Power ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/bolb/smd6060-uvc-led-high-power.pdf
- [73] B. deB Darwent, « Bond dissociation energies in simple molecules ». National Standard Reference Data System, 1970.
- [74] Y. Hatano, « Interaction of vacuum ultraviolet photons with molecules. Formation and dissociation dynamics of molecular superexcited states », *Physics Reports*, vol. 313, n° 3, p. 109-169, 1999, doi: 10.1016/S0370-1573(98)00086-6.
- [75] L. Khelfa, T. Oulouna, M. Zaabay, et L. Lecomte, « Étude de l'endommagement UV à 270 nm de matériaux pour le spatial », Polytech Sorbonne, Rapport de projet étudiant, 2021.
- [76] LASOS, « LDM-XT laser 50 mW at 375 nm ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.lasos.com/fileadmin/user_upload/products/lm-xt/Datenblaetter/DLD-XT_375_TS_A.pdf
- [77] LASOS, « LDM-XT laser 80 mW at 445 nm ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.lasos.com/fileadmin/user_upload/products/lm-xt/Datenblaetter/VLD-XT_445_TS_A.pdf
- [78] D. Walliang, « Théorie sur le bruit en astrophotographie ». 2018. Consulté le: 25 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://media.afastronomie.fr/RCE/PresentationsRCE2018/Waliang-RCE2018.pdf>
- [79] 3M - Scotch-Weld, « FDS Epoxy Adhesive EC-9323 B/A ». octobre 2010.
- [80] 3M - Scotch-Weld, « FDS Epoxy Adhesive EC-2216 B/A ». juin 2009.
- [81] European Cooperation for Space Standardization, « Norme ECSS-Q-ST-70-02C - Thermal vacuum outgassing test for the screening of space materials ». 15 novembre 2018.
- [82] C. Barrere et F. Dal Maso, « Résines époxy réticulées par des polyamines : structure et propriétés », *Rev. Inst. Fr. Pét.*, vol. 52, n° 3, p. 317-335, mai 1997, doi: 10.2516/ogst:1997043.
- [83] Bardonnet P., « Résines époxydes : composants et propriétés », *Technique de l'ingénieur : traité des plastiques*, n° A465.
- [84] R. O. Allen et P. Sanderson, « Characterization of Epoxy Glues with FTIR », *Applied Spectroscopy Reviews*, vol. 24, n° 3-4, p. 175-187, sept. 1988, doi: 10.1080/05704928808060457.
- [85] E. A. Turi, Éd., « Thermosets », in *Thermal characterization of polymeric materials*, New York: Academic Press, 1981, p. 435-569.
- [86] A. Fisher, « Expected Performance of the LHC Synchrotron-Light Telescope (BSRT) and Abort-Gap Monitor (BSRA) », SLAC-PUB-14098, 981694, juin 2010. doi: 10.2172/981694.
- [87] C. Magnain, « Modélisation de la couleur de la peau et sa représentation dans les œuvres d'art », p. 200.
- [88] P. Hanrahan et W. Krueger, « Reflection from layered surfaces due to subsurface scattering », in *Proceedings of the 20th annual conference on Computer graphics and interactive techniques - SIGGRAPH '93*, Not Known, 1993, p. 165-174. doi: 10.1145/166117.166139.
- [89] SCHOTT, « N-BK 7 ». 2 janvier 2014. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.schott.com/shop/medias/schott-datasheet-n-bk7-eng.pdf?context=bWFzdGVyfHJvb3R8NjkxODAwfGFwcGxpY2F0aW9uL3BkZnxcZTUvaDM>

4Lzg4MTAzMTYxMDM3MTAucGRmfGJjNmI4ZjFmY2Q1NjMxMTE0MjkzMTUwOGRmMTUzOTg2NWJjZTgzMjA0OTc2NTNiMThjN2RhMjI4NGZmMWM4MWU

- [90] Minco, « Thermal Solutions Design Guide ». 2019. Consulté le: 12 juin 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://www.distrelec.be/Web/Downloads/_m/an/Thermal%20Solutions%20Design%20Guide_eng_man.pdf
- [91] L. W. Pickett, M. Muntz, et E. M. McPherson, « Vacuum Ultraviolet Absorption Spectra of Cyclic Compounds. I. Cyclohexane, Cyclohexene, Cyclopentane, Cyclopentene and Benzene ¹ », *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 73, n° 10, p. 4862-4865, oct. 1951, doi: 10.1021/ja01154a116.
- [92] H. Spöner, « Ultraviolet Absorption Spectra of Substituted Benzenes », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 14, n° 2-3, p. 224-231, avr. 1942, doi: 10.1103/RevModPhys.14.224.
- [93] H. Keller-Rudek, G. K. Moortgat, R. Sander, et R. Sörensen, « The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest », p. 10, 2013.
- [94] M. Taniguchi et J. S. Lindsey, « Database of Absorption and Fluorescence Spectra of >300 Common Compounds for use in PhotochemCAD », *Photochemistry and Photobiology*, vol. 94, n° 2, p. 290-327, mars 2018, doi: 10.1111/php.12860.
- [95] J. C. Dearden et W. F. Forbes, « LIGHT ABSORPTION STUDIES: PART XIV. THE ULTRAVIOLET ABSORPTION SPECTRA OF PHENOLS », *Can. J. Chem.*, vol. 37, n° 8, p. 1294-1304, août 1959, doi: 10.1139/v59-193.
- [96] B. Xu *et al.*, « Photochemical degradation of diethyl phthalate with UV/H₂O₂ », *Journal of Hazardous Materials*, vol. 139, n° 1, p. 132-139, janv. 2007, doi: 10.1016/j.jhazmat.2006.06.026.
- [97] R. M. Villahermosa et A. D. Ostrowski, « Chemical analysis of silicone outgassing », San Diego, California, USA, août 2008, p. 706906. doi: 10.1117/12.802311.
- [98] B. Benmansour, L. Stephan, J.-Y. Cabon, L. Deschamps, et P. Giamarchi, « Spectroscopic Properties and Laser Induced Fluorescence Determination of Some Endocrine Disrupting Compounds », *J Fluoresc.*, vol. 21, n° 3, p. 843-850, mai 2011, doi: 10.1007/s10895-009-0583-7.
- [99] R. W. Cowgill, « Fluorescence and the structure of proteins. I. Effects of substituents on the fluorescence of indole and phenol compounds », *Archives of Biochemistry and Biophysics*, vol. 100, p. 7, 1963, doi: 10.1016/0003-9861(63)90031-6.
- [100] A. Y. Moon, D. C. Poland, et H. A. Scheraga, « Thermodynamic Data from Fluorescence Spectra. I. The System Phenol-Acetate », *The Journal of Physical Chemistry*, p. 7.
- [101] J. Zechner, G. Köhler, G. Grabner, et N. Getoff, « The role of the molecular environment for the primary photoprocesses of phenol in solution », p. 5.
- [102] N. Barman et K. Sahu, « Reduced fluorescence quenching of coumarin 102 at higher phenol mole fractions in cyclohexane-phenol and anisole-phenol solvent mixtures: role of competitive hydrogen bonding », *RSC Adv.*, vol. 4, n° 102, p. 58299-58306, oct. 2014, doi: 10.1039/C4RA11251B.
- [103] J. Piard, C. Guibert, O. Aucoin, E. Renouard, et F. Vayer, « L'émission de fluorescence et phosphorescence au lycée : c'est possible ! », *ENS Paris-Saclay*, vol. 111, p. 861-894, 2017.
- [104] Edmund Optics, « Comprendre la qualité de surface ». Guide des Ressources en Optique Laser. Consulté le: 11 octobre 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.edmundoptics.fr/knowledge-center/application-notes/lasers/understanding-surface-quality-specifications/>
- [105] A. De Vany, « Some Aspects of Interferometric Testing and Optical Figuring », *Applied Optics*, vol. 4, n° 7, p. 831, 1965, doi: 10.1364/AO.4.000831.
- [106] J.-P. Pérez, « L'aberration chromatique et l'achromatisme. Doublets de lentilles minces », in *Optique - Fondements et applications*, Dunod; 7^e édition., 2004.

- [107] Edmund Optics, « Chromatic and Monochromatic Optical Aberrations ». Consulté le: 9 octobre 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.edmundoptics.fr/knowledge-center/application-notes/optics/chromatic-and-monochromatic-optical-aberrations/>
- [108] Edmund Optics, « Comparison of Optical Aberrations ». 9 octobre 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.edmundoptics.fr/knowledge-center/application-notes/optics/comparison-of-optical-aberrations/>
- [109] R. E. Fischer, B. Tadic-Galeb, et P. R. Yoder, « Review of specific geometrical aberrations and how to get rid of them », in *Optical system design*, 2nd ed., vol. 809, McGraw-Hill, 2008, p. 59.
- [110] D. Bergeron, « La collimation des télescopes et le test optimal sur une étoile brillante ». [En ligne]. Disponible sur: <https://docplayer.fr/21501045-La-collimation-des-telescopes-et-le-test-optimal-sur-une-etoile.html>

ANNEXE A. NOTIONS D'OPTIQUE GÉNÉRALE

A.1 Etat de surface d'une optique

A.1.1 Qualité de surface

La qualité de surface d'un composant optique est une évaluation des imperfections de surface pouvant être causées durant le processus de fabrication ou lors du maniement de l'optique.

Les fabricants d'optiques utilisent la méthode la plus courante de notation de la qualité de surface : la Spécification Militaire de Performance US MIL-PRF-13830B, qui utilise des nombres « scratch & dig » sur la base des standards de calibration. Elle détermine le calibre des marques (scratch) et des creux (dig) et définit les lignes directrices limitant la quantité admissible d'imperfections selon la taille du composant et de son nombre scratch & dig.

Les nombres scratch & dig sont des numéros à deux chiffres indépendants : le nombre scratch en premier, suivi du nombre dig. Ils sont déterminés en comparant visuellement la luminosité des marques et le diamètre des creux à ceux du standard de calibration. Les nombres scratch & dig spécifiés indiquent que le composant ne comportera pas de marques plus claires ou de creux plus grands que les numéros correspondants définis sur le standard de calibration.

Le numéro scratch est l'un des numéros arbitraires suivants : 10, 20, 40, 60, ou 80. Il ne s'agit pas d'une mesure exacte, seulement d'une indication de la meilleure correspondance entre la luminosité de la marque sur le composant et la luminosité de la marque sur le standard de calibration. En revanche le numéro dig est une quantité mesurable. Il s'agit du diamètre du plus large creux du composant donné en 1/100 de millimètres.

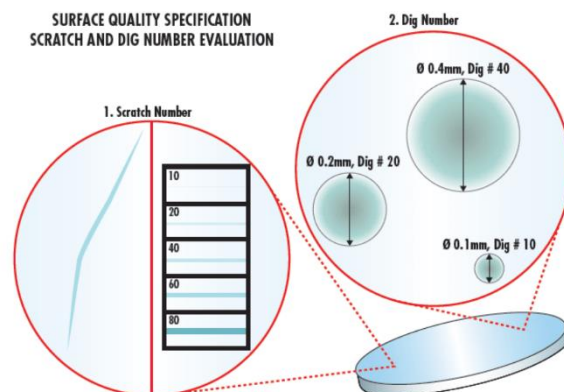


Figure A-1 - Illustration de la méthode de spécification du nombre scratch & dig sur la surface d'une optique [104]

Ainsi, un composant ayant un creux de 0,4 mm de diamètre est représenté par un numéro dig de 40, un creux de 0,2 mm de diamètre par un numéro dig de 20, et ainsi de suite (Figure A-1).

Les caractéristiques scratch & dig de 80-50 sont généralement considérées comme une qualité standard, celles de 60-40 comme une qualité de précision et celles de 20-10 comme une qualité de haute précision.

A.1.2 Planéité de surface

La planéité de surface (*flatness*) est une caractéristique de précision de surface. Elle peut être mesurée à l'aide d'une optique plane, qui sert de surface de référence de haute qualité et de haute précision pour comparer la planéité de l'optique testée. Lorsque la surface de l'optique sous test est placée contre l'optique de référence équipé sur un interféromètre, des franges apparaissent et leur forme détermine la planéité de la surface de l'optique testée. Si les franges sont régulièrement espacées, droites et parallèles, alors la surface de l'optique en cours d'inspection présente une même planéité que l'optique de référence. Si les franges sont incurvées, leur nombre entre deux lignes imaginaires, l'une tangente au centre d'une frange et l'autre aux extrémités de cette même frange, indiquera l'erreur de planéité [105]. Les écarts de planéité sont souvent mesurés en valeurs d'onde (λ), qui sont des multiples de la longueur d'onde de la source lumineuse du test. Une frange correspond à $1/2$ d'une longueur d'onde. La planéité 1λ est considérée comme un indice type, la planéité $\lambda/4$ un indice de moyenne précision et la planéité $\lambda/20$ un indice de haute précision.

L'erreur sphérique est une spécification pour la précision de surfaces courbées ou avec une puissance optique. Elle est testée d'une manière similaire à la planéité, en ce sens qu'une surface courbe est comparée à une surface de référence avec un rayon de courbure calibré. En utilisant le même principe d'interférence causé par les espaces d'air entre les deux surfaces, le motif de franges de l'interférence est utilisé pour décrire la déviation de la surface testée par rapport à la surface de référence. Une déviation par rapport à l'optique de référence créera une série d'anneaux, connus sous le nom d'Anneaux de Newton. Plus il y a d'anneaux, plus la déviation est importante.

A.1.3 Finition de surface

La finition de surface, également connue sous le nom de rugosité de surface, caractérise les irrégularités à petite échelle sur une surface. Elles sont généralement une conséquence regrettable du processus de polissage ou d'usinage. Les surfaces rugueuses ont tendance à s'user plus rapidement que les surfaces lisses et peuvent ne pas convenir à certaines applications, en particulier celles avec des lasers. Les tolérances de fabrication d'une surface de finition vont de 50 \AA RMS pour une qualité type, à 20 \AA RMS pour une qualité de précision et 5 \AA RMS pour une haute qualité.

A.1.4 Front d'onde

Le concept de front d'onde est utilisé pour décrire la propagation des ondes lumineuses. Dans un milieu homogène et isotrope dans lequel les ondes se propagent sans déformation, on distingue deux types d'ondes particulières selon que les fronts d'onde sont des sphères (onde sphérique) ou des plans (onde plane). En interférométrie, la distance entre les fronts d'onde est généralement dans le calcul de la différence de marche. Cette dernière est parfois appelée différence de chemin optique entre deux rayons

lumineux. Cela permet d'évaluer le retard, ou le déphasage, qu'un de ces rayons a par rapport à l'autre. Ce concept est important car il permet de mesurer la planéité de surface.

A.2 Aberrations optiques

A.2.1 Aberration chromatique

L'indice des verres qui constituent les instruments optiques varie avec la fréquence des radiations lumineuses [106]. Ce phénomène est connu sous le nom de dispersion et décompose une lumière complexe, telle que la lumière blanche, en composantes monochromatiques. Comme l'indice intervient dans toutes les caractéristiques optiques des instruments, l'image que donne un instrument d'un objet dépend donc de la fréquence de la source utilisée pour illuminer l'objet. Si la lumière utilisée est complexe, chacune des composantes monochromatiques ne présente pas le même indice de dispersion. Cela signifie que les différentes longueurs d'onde ont des distances focales différentes, ce qui altère l'image globale comme présenté sur la Figure A-2 ci-dessous. On dit alors que l'instrument présente de l'aberration chromatique.

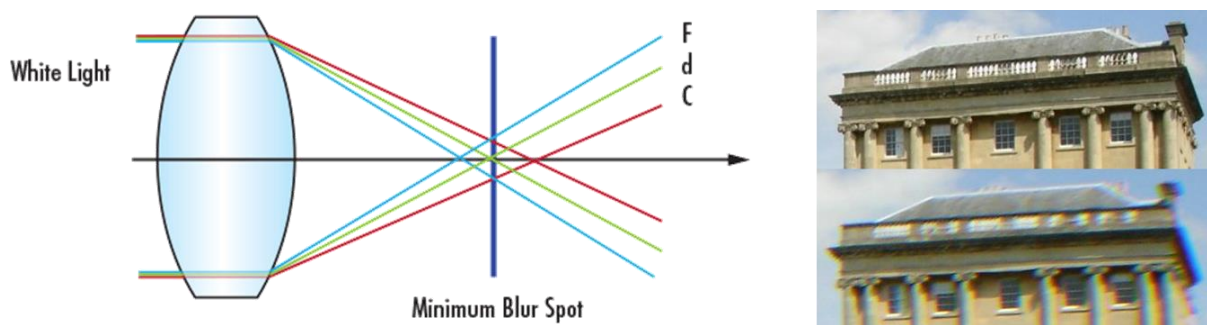


Figure A-2 - Schéma de la formation d'une aberration chromatique (à gauche) accompagné d'un exemple d'une image avec et sans aberration chromatique (à droite) [107]

Dans notre cas, l'aberration chromatique est contournée. En effet, notre instrument est un montage catoptrique, c'est-à-dire composé exclusivement de miroirs. Ainsi nous nous émancipons de l'indice de dispersion qui est une fonction de la longueur d'onde, et l'image globale n'est pas altérée.

A.2.2 Aberration d'astigmatisme

En présence d'astigmatisme, les rayons dans les plans méridien et sagittal ne sont pas focalisés à la même distance. Une image astigmatique formée par une lentille est montrée sur la Figure A-3. Les rayons du plan méridien se concentrent le long de la ligne perpendiculaire au plan méridien (au point T_1). Les rayons dans le plan sagittal sont focalisés plus loin de la lentille, le long de la ligne perpendiculaire au plan sagittal (au point S_1). Entre les foyers astigmatiques, l'image d'un point est floue. Un système optique, même diaphragmé, présente une aberration d'astigmatisme pour une valeur notable du champ objet. Dans un système optique, l'astigmatisme peut être provoqué par un faisceau de lumière incidente oblique (astigmatisme oblique). Il peut également se produire en raison des distorsions du miroir.

Souvent, il est produit par deux courbures différentes de miroirs ou lentilles ayant différentes distances focales.

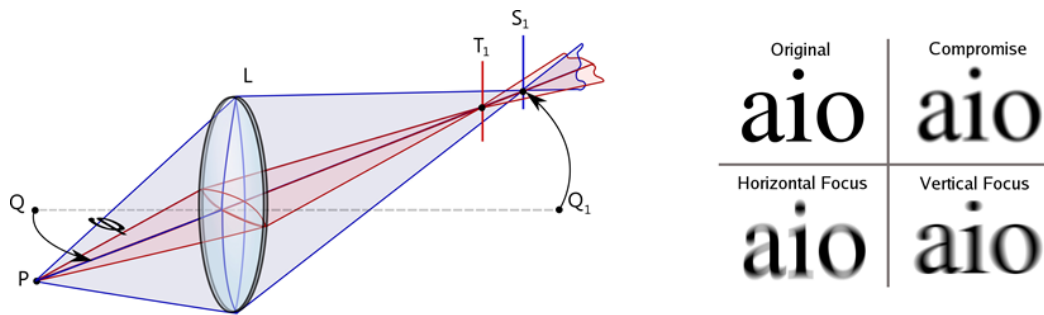


Figure A-3 - Schéma du défaut d'astigmatisme (à gauche) accompagné d'un exemple du rendu (à droite) [108]

Dans notre cas, un miroir s'est révélé astigmatique lors des mesures de front d'onde à cause des contraintes mécaniques de sa monture (section 0 page 54).

A.2.3 Aberration sphérique

L'aberration sphérique est une aberration qui peut se produire aussi bien avec des lentilles qu'avec des miroirs. Un rayon lumineux proche de l'axe est réfracté ou réfléchi différemment d'un rayon lumineux éloigné de l'axe [109]. Par conséquent, il se produira également différents plans focaux ou distances focales pour les différents rayons. L'aberration sphérique apparaît sur une lentille sphérique ou sur un miroir sphérique en raison de l'angle d'incidence plus important pour les rayons éloignés de l'axe optique que pour ceux situés près de l'axe optique.

Nous pouvons éliminer l'aberration sphérique en utilisant plutôt une lentille asphérique ou un miroir parabolique. Ainsi, l'angle d'incidence est plus faible et les rayons lumineux se réunissent en un point focal, comme représenté sur la Figure A-4. Dans notre cas, nous avons privilégié l'utilisation de miroirs paraboliques pour nous affranchir au maximum des aberrations sphériques. Malheureusement, pour des raisons de coûts, une partie des miroirs restent sphériques.

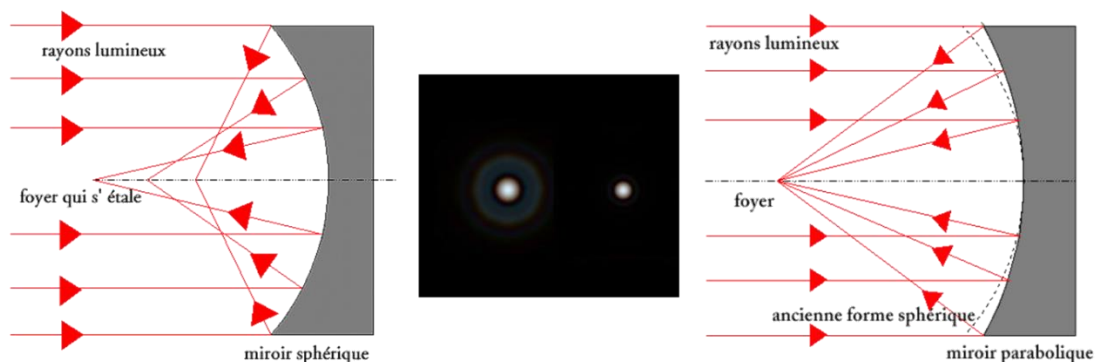


Figure A-4 - Schéma de la formation d'une aberration sphérique sur un miroir sphérique (à gauche) et de sa correction grâce à l'utilisation d'un miroir parabolique (à droite) accompagné d'un exemple d'une image d'un point avec et sans aberration sphérique (au centre) [110]

ANNEXE B. CARACTÉRISTIQUES DES OPTIQUES

B.1 Courbes de réflectivité et de transmittance

B.1.1 Miroir M1

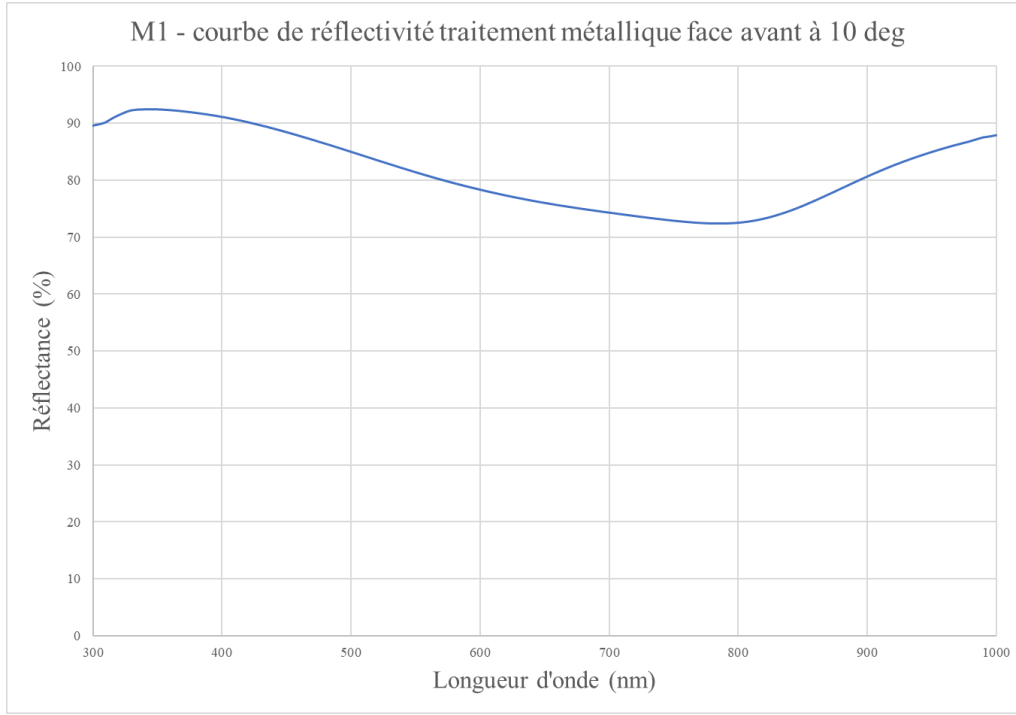


Figure B-1 - Courbe de réflectivité face avant M1 – Optique Fichou

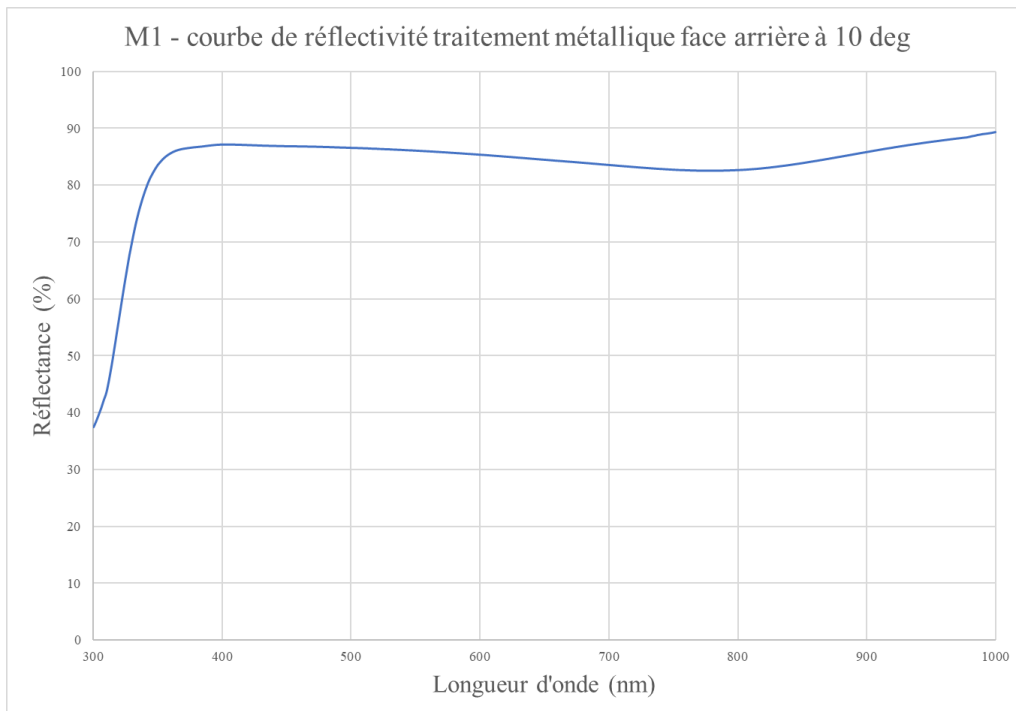


Figure B-2 - Courbe de réflectivité face arrière M1 – Optique Fichou

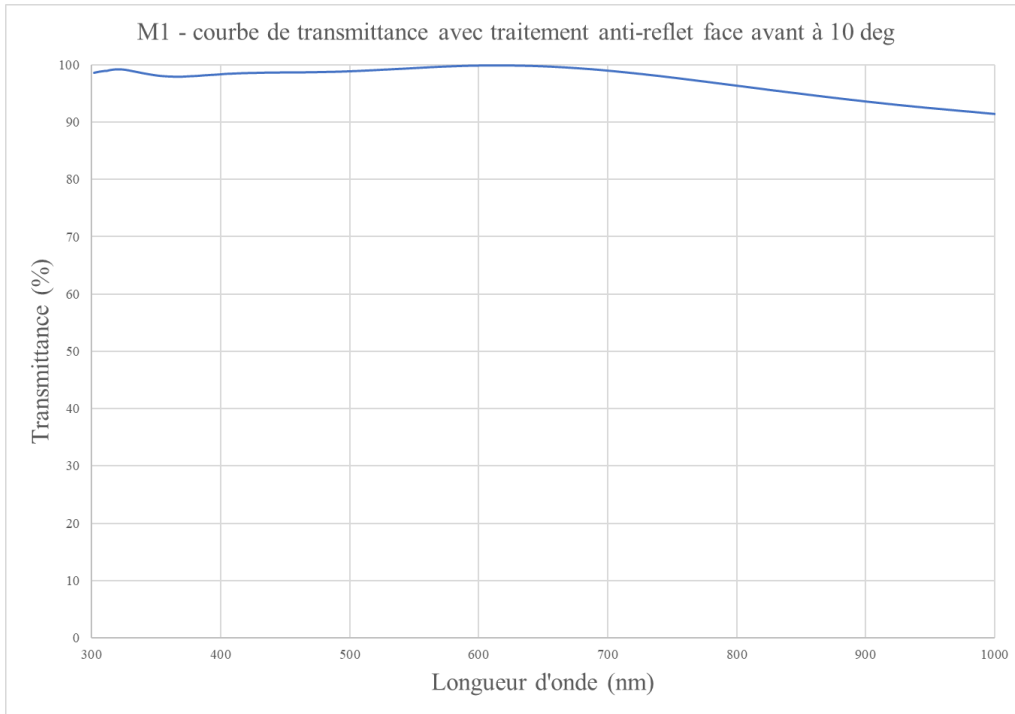


Figure B-3 - Courbe de réflectivité traitement anti-reflet M1 – Optique Fichou

B.1.2 Miroirs M0, M2 et M5

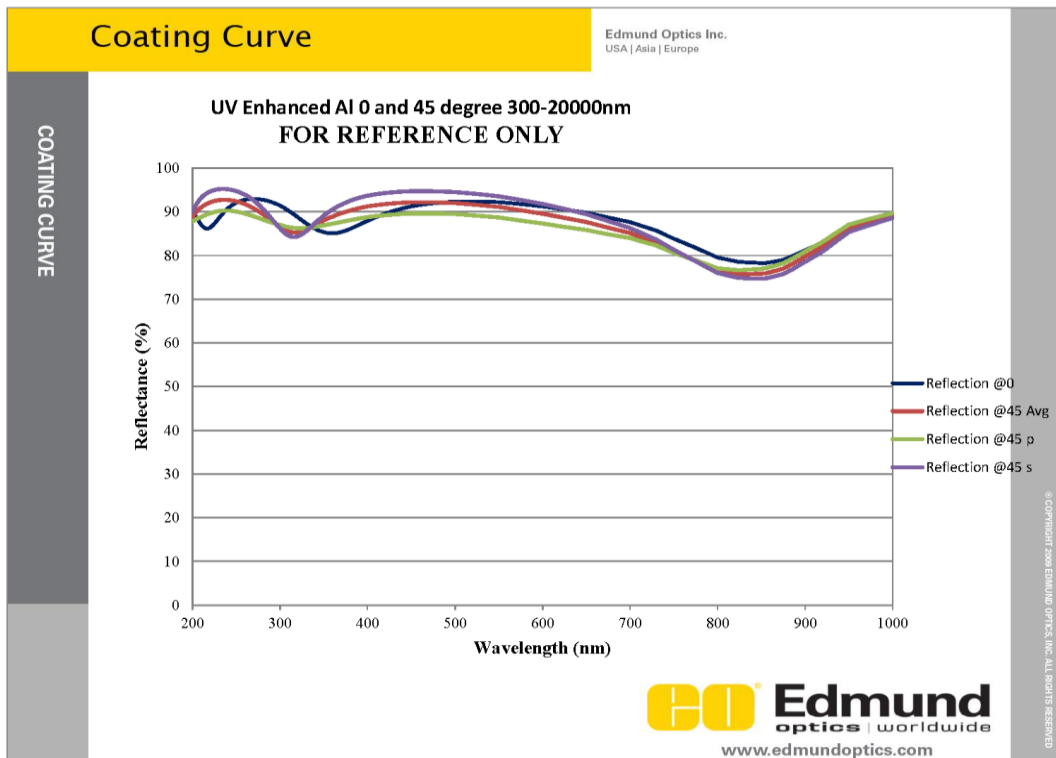


Figure B-4 - Courbe de réflectivité M0/M2/M5 – Edmund optics

B.1.3 Miroir M3

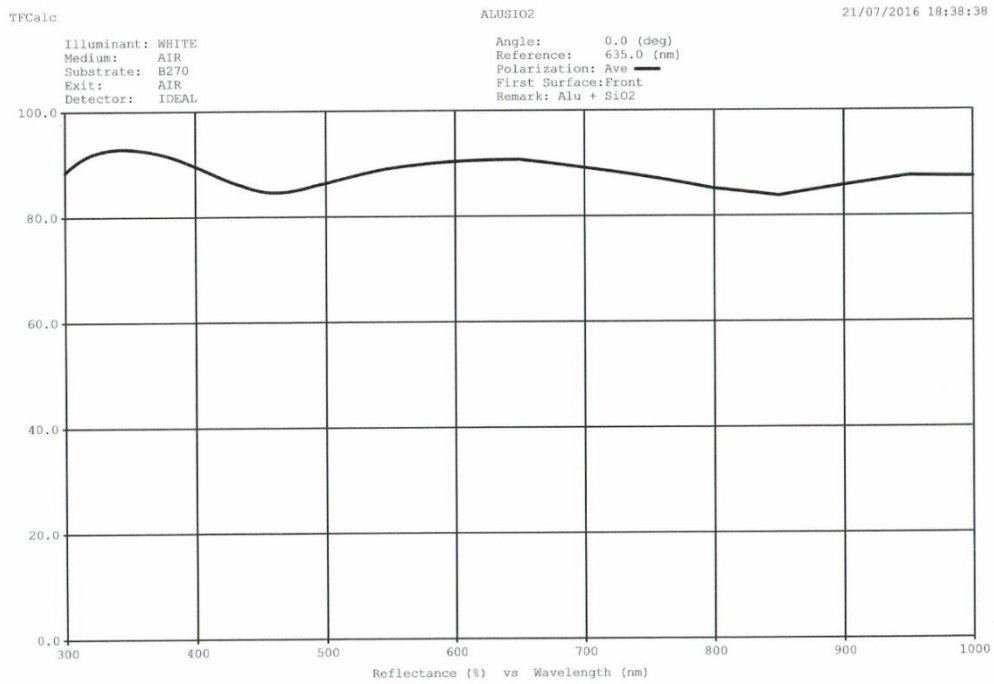


Figure B-5 - Courbe de réflectivité M3 – Optoprim

B.1.4 Prisme

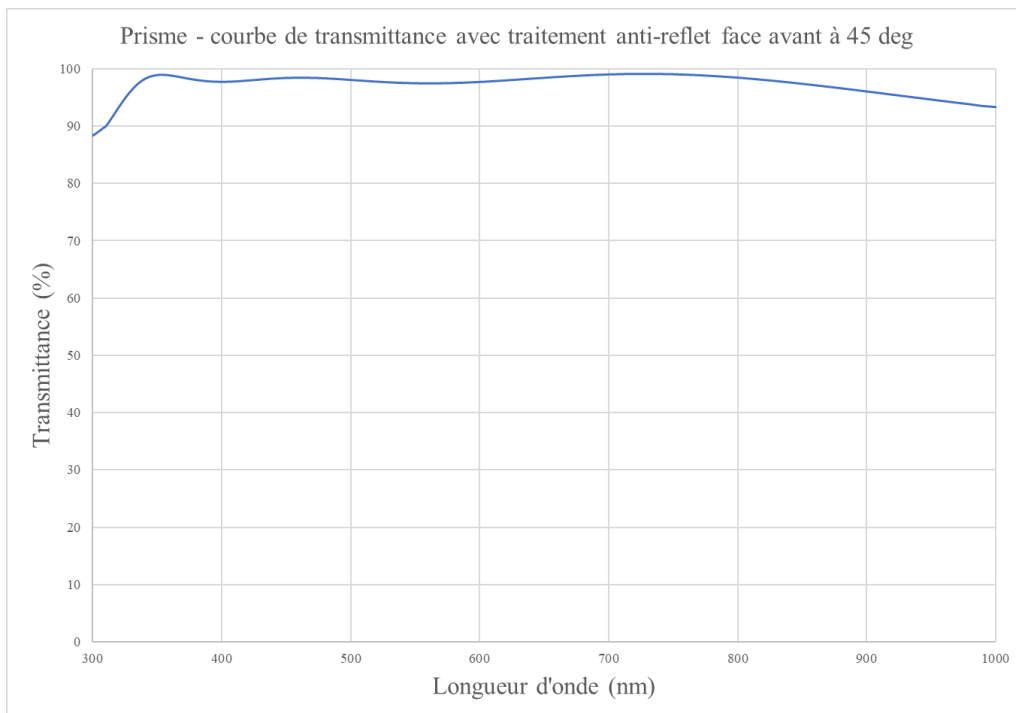


Figure B-6 - Courbe de transmittance prisme face avant – Optique Fichou

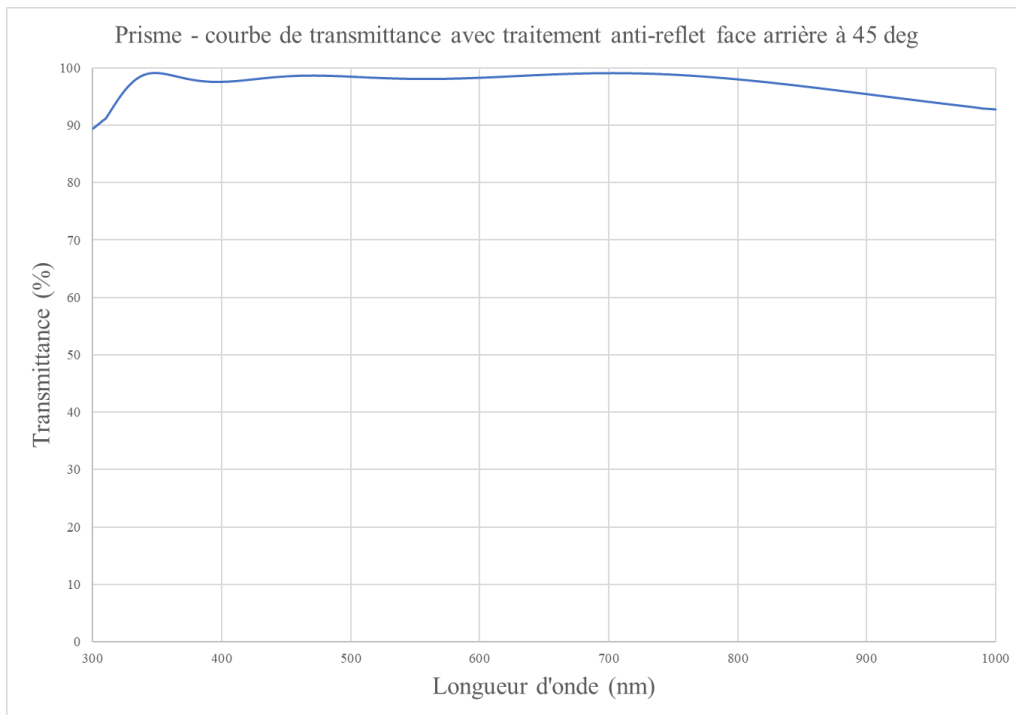


Figure B-7 - Courbe de transmittance prisme face arrière – Optique Fichou

B.1.5 Miroir M4

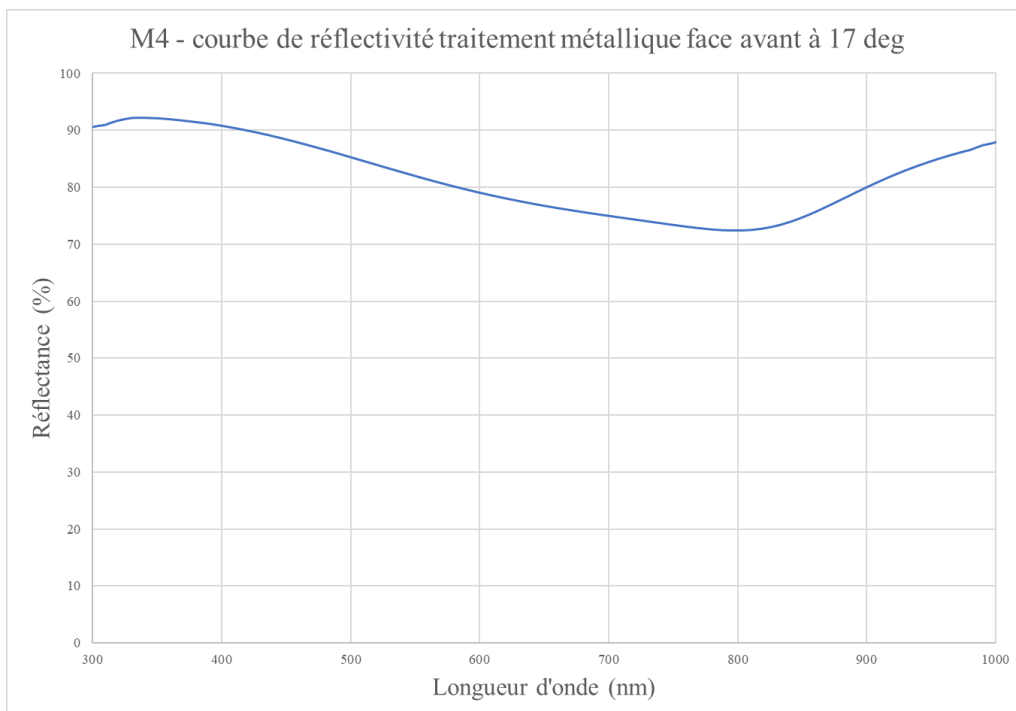


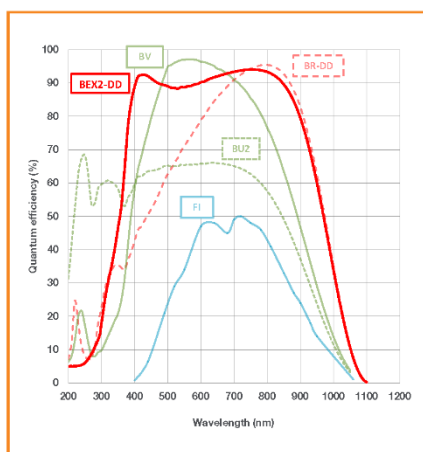
Figure B-8 - Courbe de réflectivité M4 – Optique Fichou

B.2 Spécifications du capteur CCD

iKon-M 934 Series

1 Megapixel, -100°C,
5 MHz Imaging CCD

ANDOR
an Oxford Instruments company



Features and Benefits

- **Extended range Dual-AR option**
Superior UV-NIR broadband back-illuminated QE
- **TE cooling to -100°C**
Critical for elimination of dark current required for long exposure experiments such as in vivo luminescence
- **Fringe Suppression Technology™**
NIR etaloning greatly reduced (BR-DD and BEX2-DD sensor types)
- **Up to 5 MHz pixel readout** *8
High frame rates achievable
- **Ultra low noise readout**
Intelligent low-noise electronics offer the most 'silent' system noise performance available
- **UltraVac™** *1
Critical for sustained vacuum integrity and to maintain unequalled cooling and QE performance, year after year
- **13 x 13 µm pixel size**
Optimal balance of dynamic range and resolution
- **Integrated shutter**
C-mount shutter as standard. Closed during readout to avoid vertical smear
- **Cropped Sensor Mode**
Specialised acquisition mode for continuous imaging with fastest possible temporal resolution
- **Enhanced Baseline Clamp**
Quantitative accuracy of dynamic measurements
- **USB 2.0 connection**
Simple Plug & Play connection

Industry-Leading Ultra-Sensitive Imaging Technology

Andor's iKon-M 934 series cameras are designed to offer the ultimate in high-sensitivity, low noise performance, ideal for demanding imaging applications. These high resolution 1024 x 1024 CCD cameras boast up to 95% QE_{max}, high dynamic range, 13 µm pixels and exceptionally low readout noise. The iKon-M benefits from negligible dark current with industry-leading thermoelectric cooling down to -100°C. High sensitivity and the exceptionally low dark current makes iKon-M a perfect solution for the most demanding long exposure luminescence experiments such as plant imaging studies.

The 'Deep Depletion' sensor option offers ultimate performance for NIR applications, the new Dual AR coating extends the QE performance significantly across the UV/visible region of the spectrum for the broadest possible spectral coverage from one sensor. Fringe Suppression Technology™ radically minimizes etaloning effects in the NIR. Rapid vertical shifts combined with fast kinetics acquisition mode, comprehensive trigger modes and custom coated wedge window options, render the deep Depletion models ideal for NIR optimized Bose Einstein Condensation applications.

Specifications Summary

Active pixels	1024 x 1024
Sensor size	13.3 x 13.3 mm
Pixel size (W x H)	13 µm x 13 µm
Active area pixel well depth	100,000 e ⁻ (130,000 e ⁻ for BR-DD and BEX2-DD models)
Pixel readout rates (MHz)	5, 3, 1, 0.05
Read noise	2.9 e ⁻
Maximum cooling	-100°C
Frame rate	4.4 fps (full frame)

System Specifications^{*2}

Model number	DU934P	DU934P (Deep Depletion)
Sensor options	BU2: Back Illuminated CCD, UV-Enhanced, 250 nm optimized BV: Back Illuminated CCD, Vis optimized FI: Front Illuminated CCD	BR-DD: Back Illuminated CCD, Deep Depletion with fringe suppression. Optimum sensor for Near IR applications. BEX2-DD: Back Illuminated CCD, Deep Depletion with fringe suppression, extended range dual AR coating
Active pixels	1024 x 1024	
Pixel size	13 x 13 μm	
Image area	13.3 x 13.3 mm with 100% fill factor	
Minimum temperatures ^{*3} Air cooled Coolant recirculator Coolant chiller, coolant @ 10°C, 0.75 l/min	-80°C -95°C -100°C	
Digitization	16-bit	
Blemish specifications	Grade 1 sensor from supplier. Camera blemishes as defined by Andor Grade A: www.andor.com/learning-academy/ccd-blemishes-and-non-uniformities-black-pixels-and-hot-pixels-on-a-ccd-sensor	
System window type	BU2 sensor: UV-grade fused silica, 'Broadband VUV-NIR', unwedged BV sensor: UV-grade fused silica, 'Broadband VIS-NIR', wedged BR-DD, BEX2-DD, FI sensors: UV-grade fused silica, 'Broadband VUV-NIR', wedged (other options available e.g. Bose-Einstein 780nm for Rb BEC experiments)	
Interface	USB 2.0	
Lens mount	C-mount	

Advanced Performance Specifications^{*2}

Dark current, e ⁻ /pixel/sec ^{*4} @ -80°C @ -100°C	0.00030 0.00012	0.01700 0.00047
Pixel readout rates	5, 3, 1, 0.05 MHz	
Active area pixel well depth	100,000 e ⁻	130,000 e ⁻
Read noise (e ⁻) ^{*5} 0.05 MHz 1 MHz 3 MHz 5 MHz ^{*8}	2.9 6.6 11.6 18.0	3.3 6.2 9.2 13.6
Linearity ^{*6}	Better than 99%	
Vertical clock speed	11.3 to 67.3 μs (software selectable)	4.25 to 64.25 μs (software selectable)

Frame Rates^{*7}

50 kHz				
Binning	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1 x 1	0.04	0.1	0.2	0.4
2 x 2	0.2	0.2	0.4	0.8
4 x 4	0.6	0.6	0.9	1.5
8 x 8	2.0	1.2	1.7	2.8
16 x 16	5.1	2.3	3.2	5

1 MHz				
Binning	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1 x 1	0.9	1.8	3.5	6.9
2 x 2	2.9	4.3	7.5	13.5
4 x 4	7.9	9.4	14.8	24.6
8 x 8	18.0	18.2	26.6	40.7
16 x 16	33.4	31.6	43.0	59.8

3 MHz				
Binning	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1 x 1	2.6	5.2	10.0	18.6
2 x 2	6.3	10.9	19.3	33.2
4 x 4	13.4	20.9	34.2	53.5
8 x 8	25.1	36.3	54.4	76.5
16 x 16	41.5	56.1	76.5	97.1

5 MHz Visualization mode ^{*8}				
Binning	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1 x 1	4.4	8.5	16.0	28.8
2 x 2	8.4	15.9	28.5	47.6
4 x 4	15.6	28.1	47.0	70.8
8 x 8	27.3	45.8	69.4	93.5
16 x 16	43.6	66.9	91.2	111.5



B.3 Mesures des états de surface des miroirs par interféromètre Zygo

B.3.1 Mesures de l'état de surface du miroir plan de scan M0

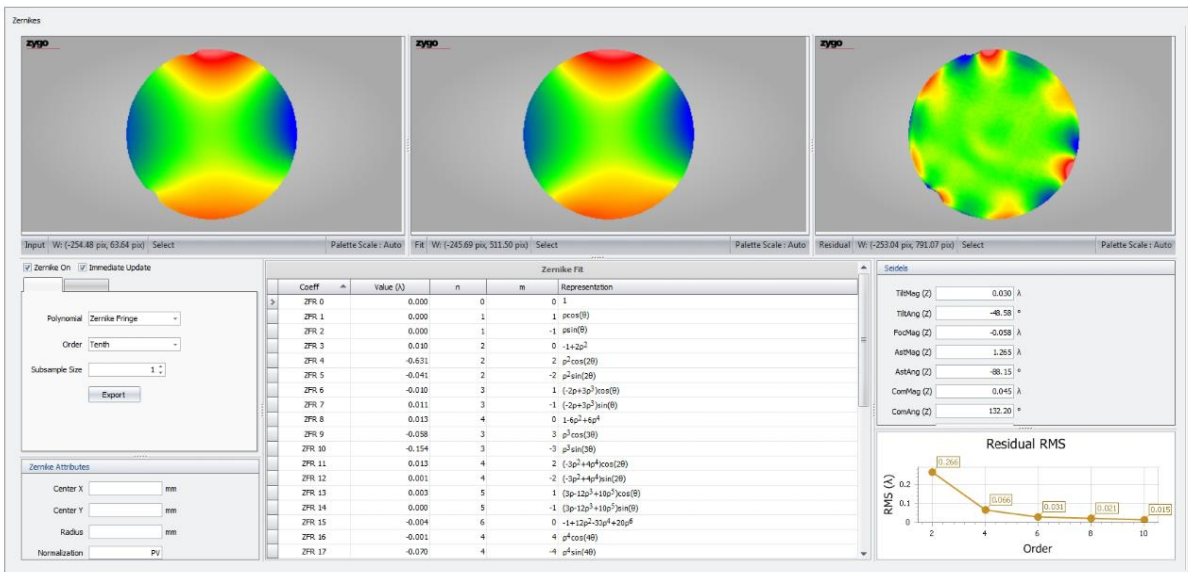
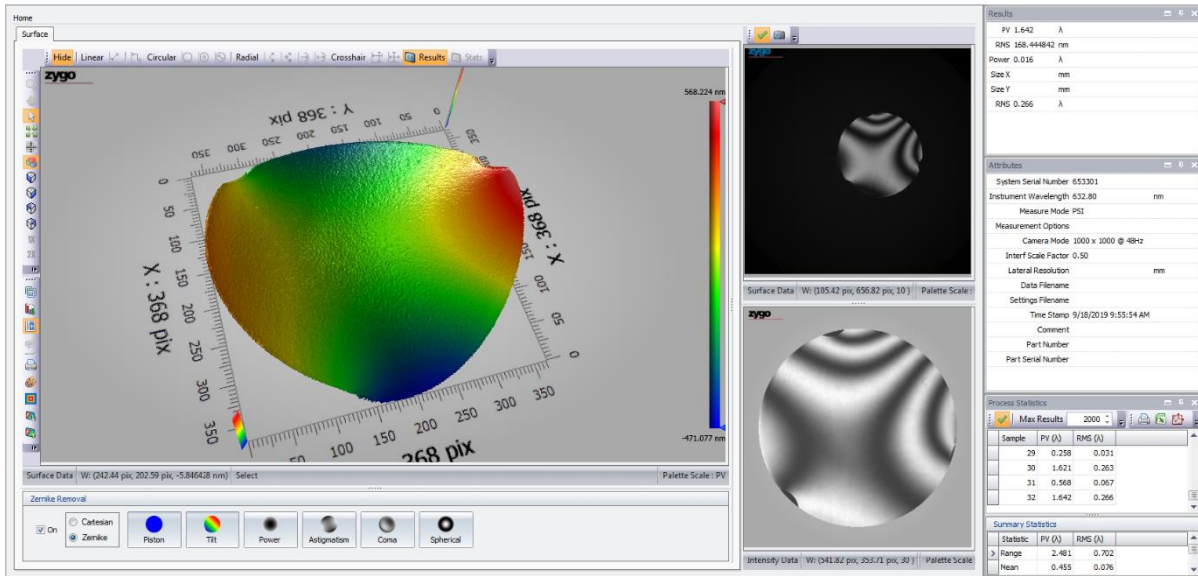


Figure B-9 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M0 avant desserrage des taquets de maintien

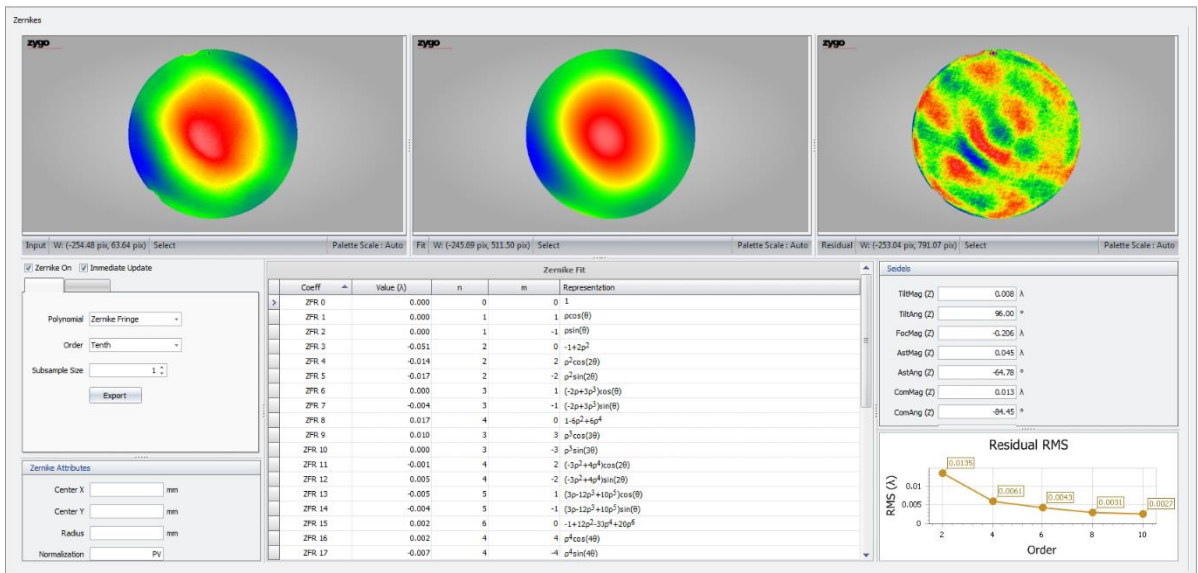
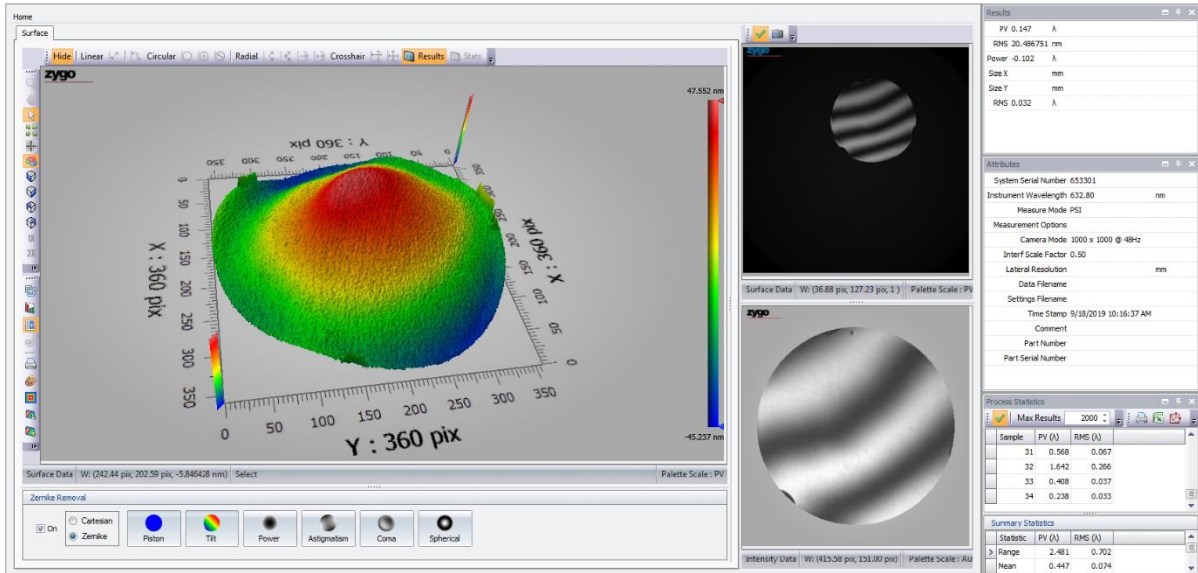


Figure B-10 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M0 après desserrage des taquets de maintien

B.3.2 Mesures de l'état de surface du miroir plan à fente M1

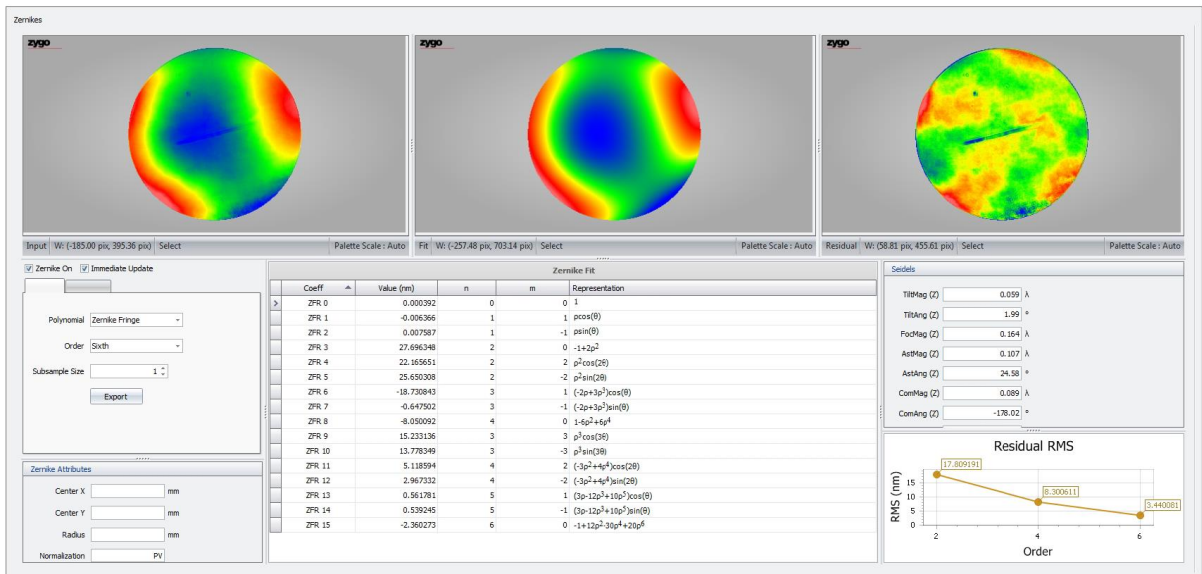
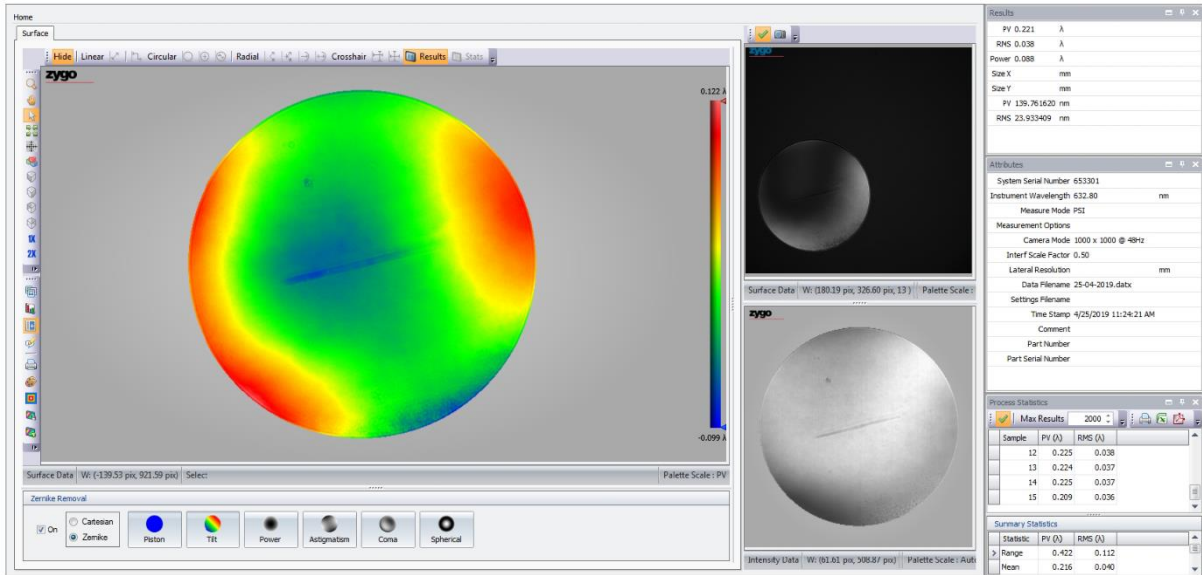


Figure B-11 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M1 avant collage

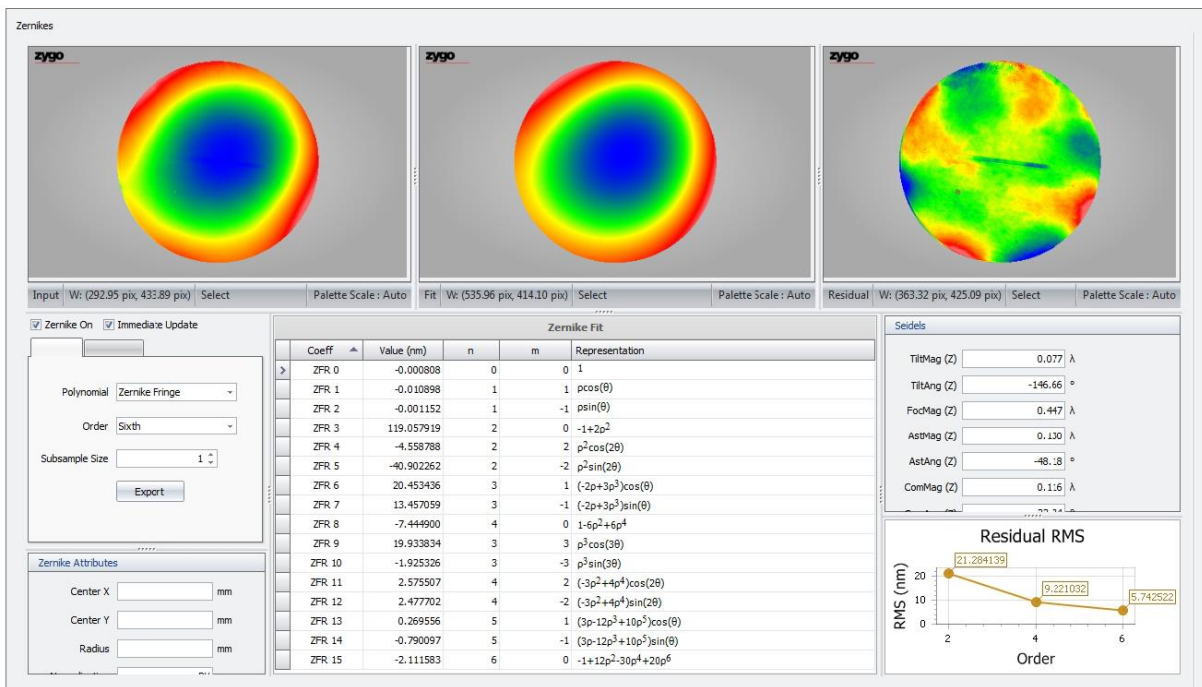
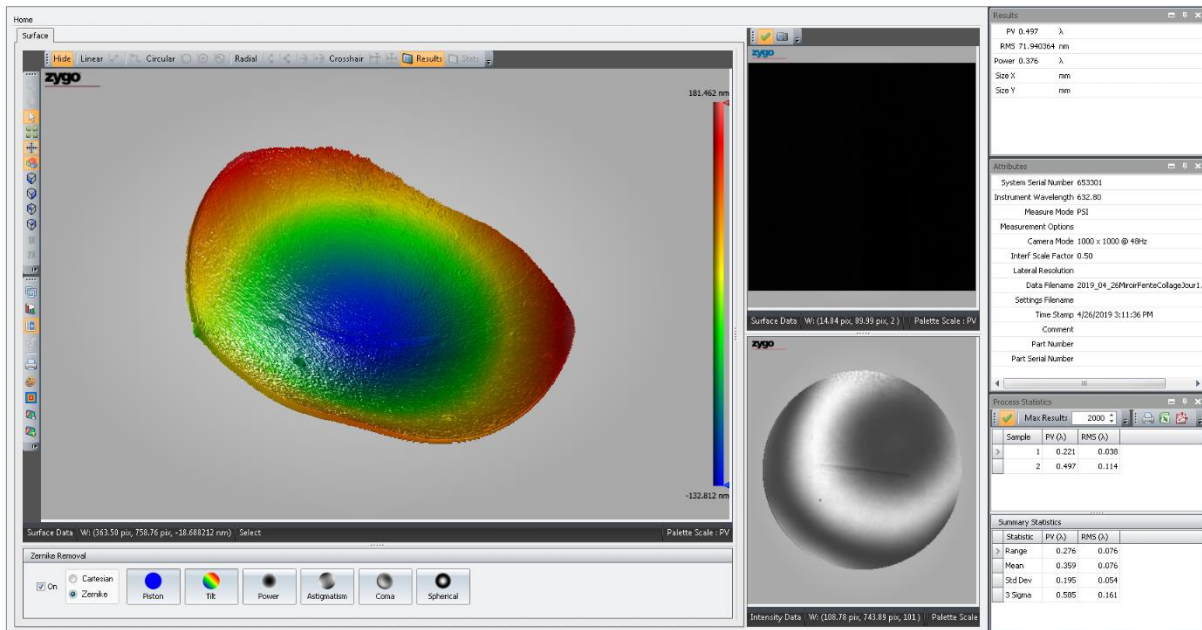


Figure B-12 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M1 un jour après collage

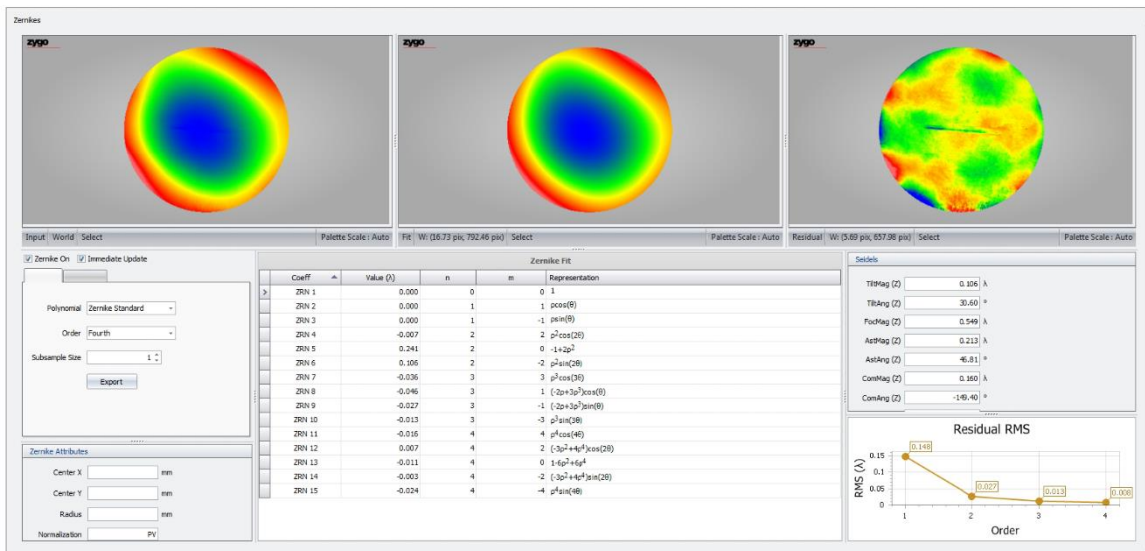
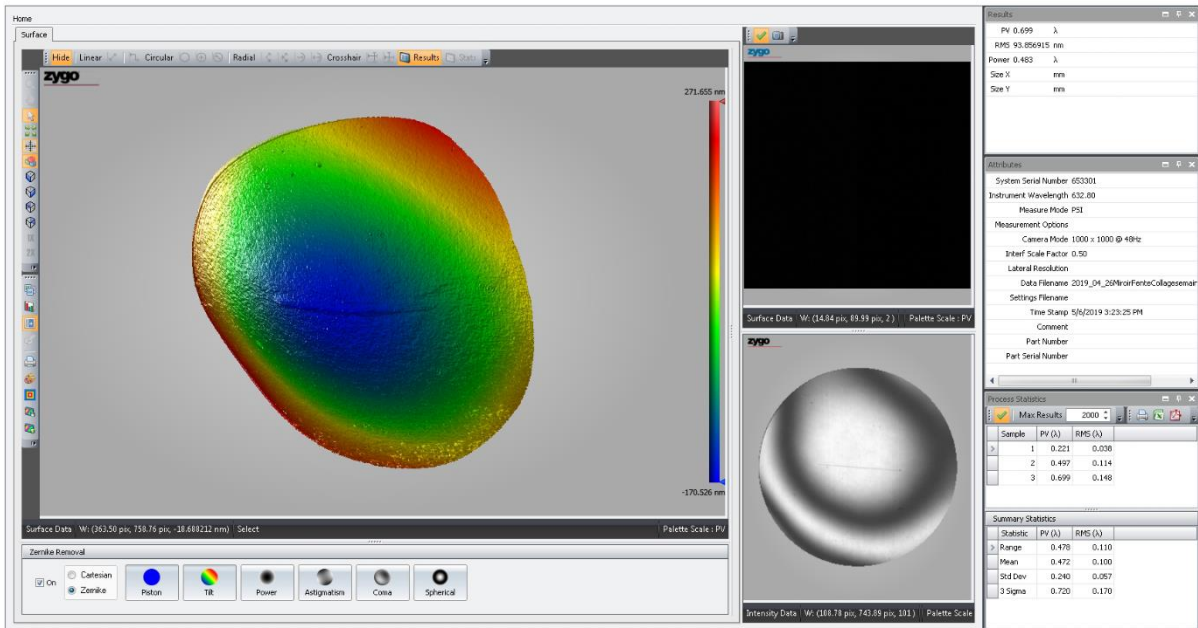


Figure B-13 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M1 une semaine après collage

B.3.3 Mesures de l'état de surface du miroir parabolique collimateur M3

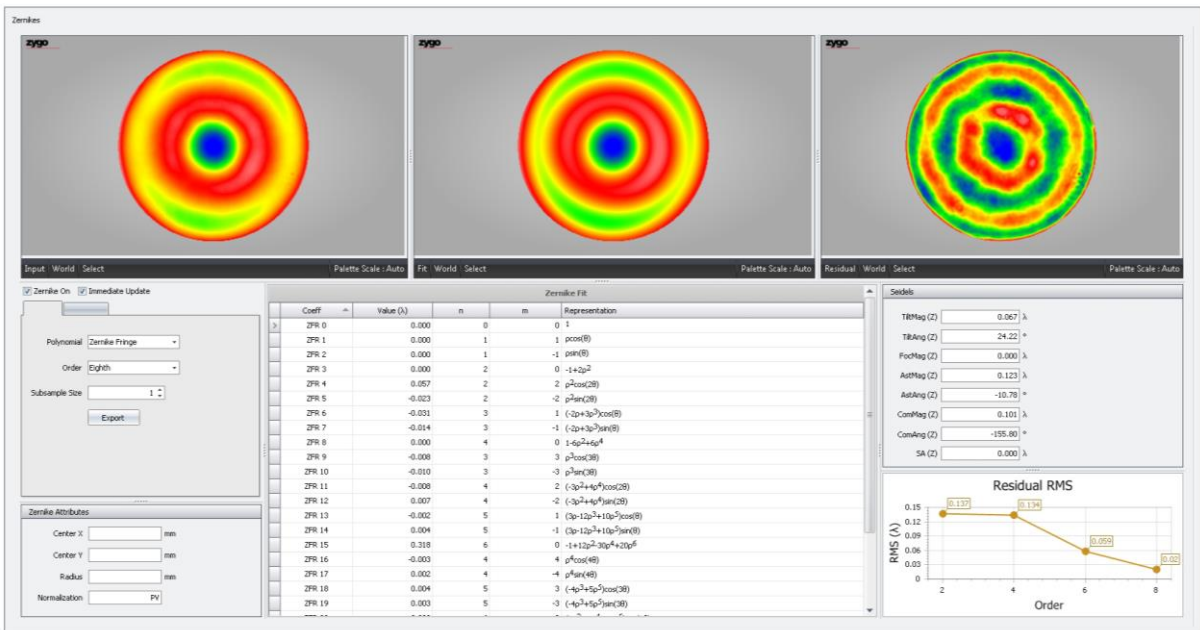
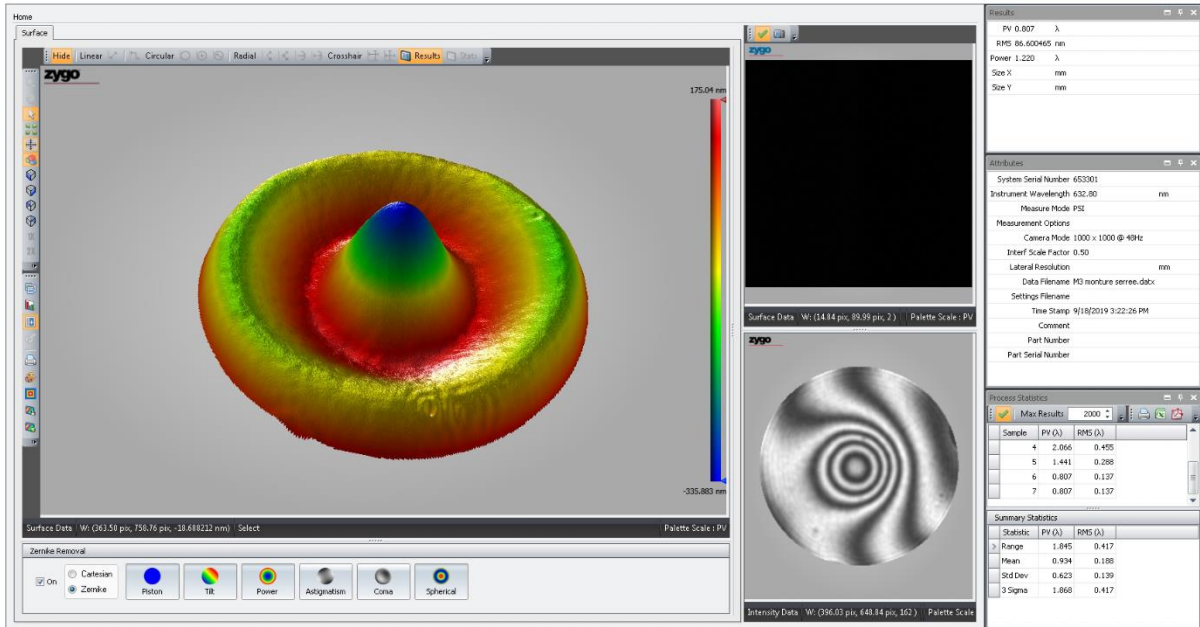


Figure B-14 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M3

B.3.4 Mesures de l'état de surface du miroir sphérique focalisateur M5

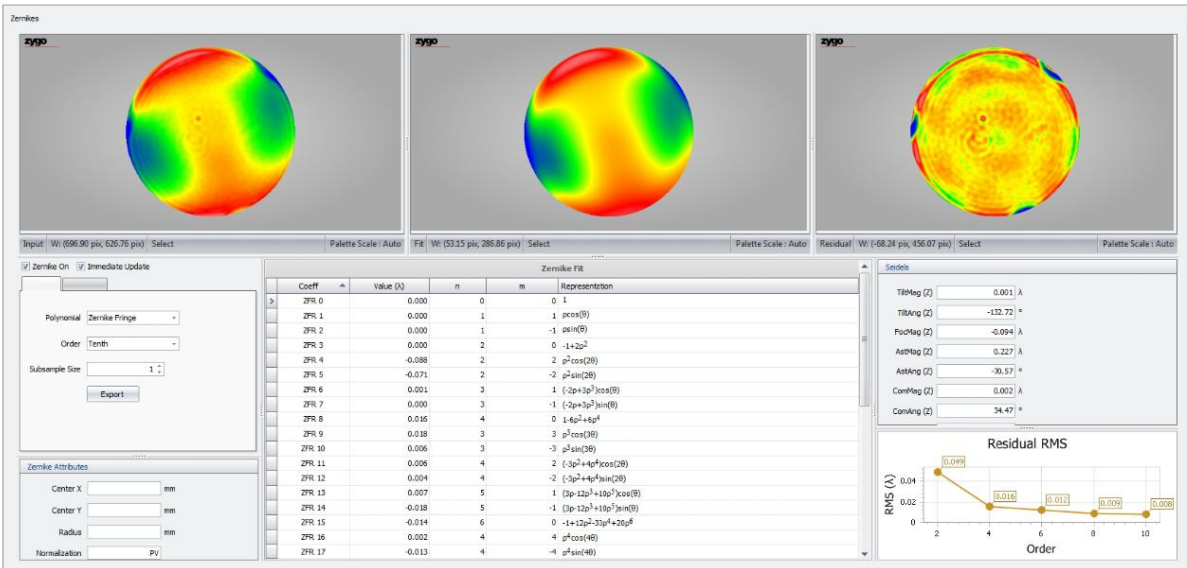
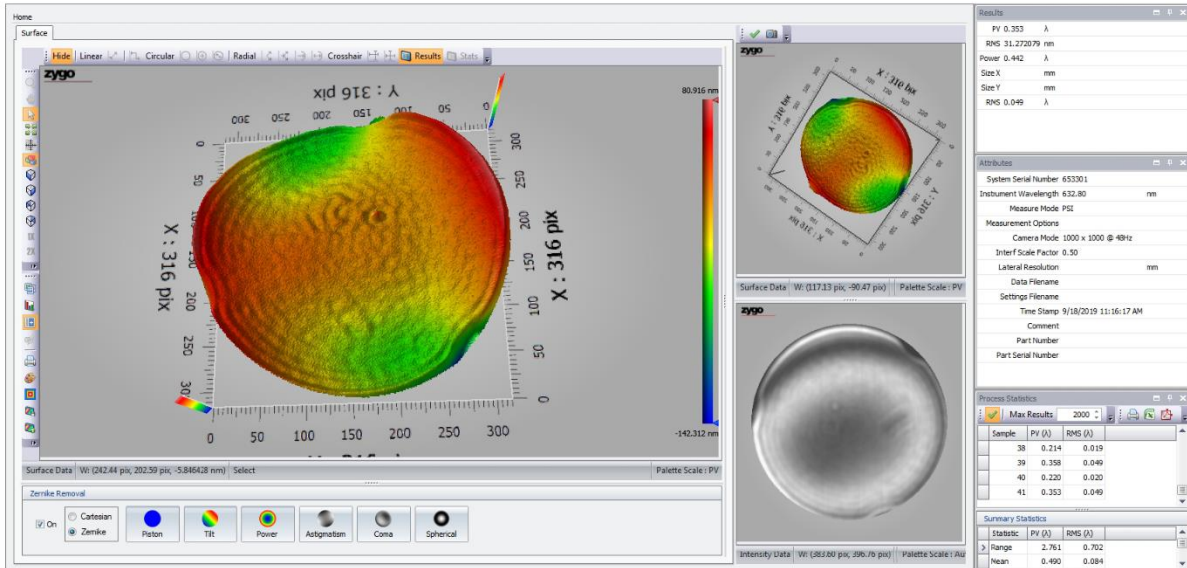


Figure B-15 - Mesure par interféromètre Zygo de l'état de surface du miroir M5

ANNEXE C. PROGRAMME D'ACQUISITION

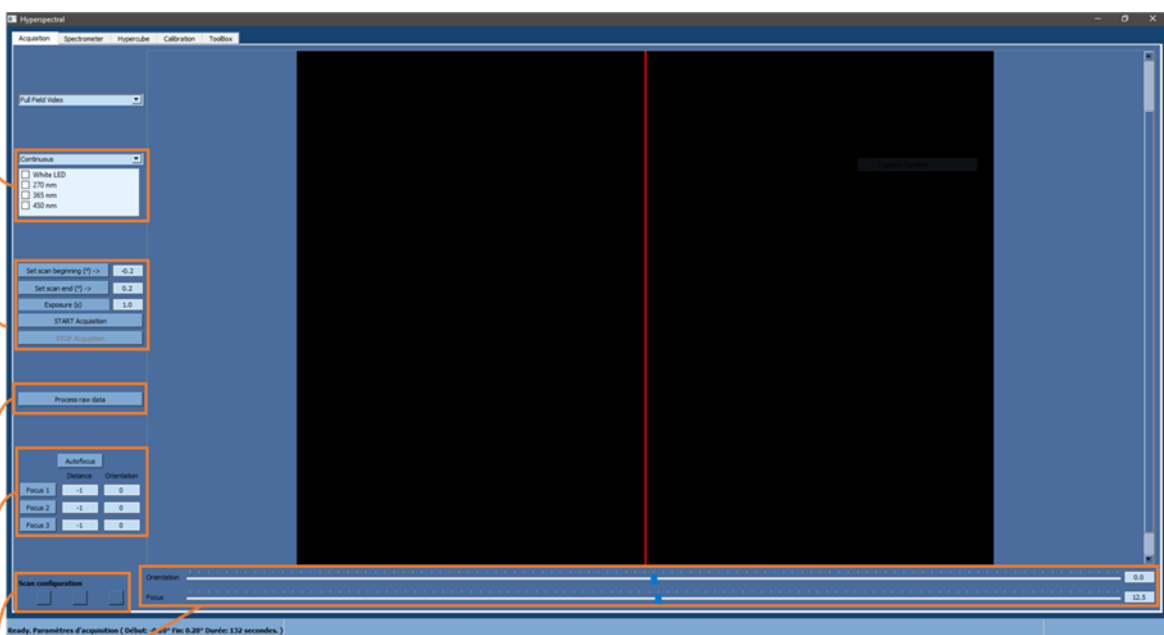
Dans cette annexe, nous présentons les différentes parties du programme permettant à l'utilisateur de réaliser une mesure avec l'instrument, d'analyser ses mesures, mais aussi de calibrer l'instrument lorsque celui-ci a voyagé.

Les différentes routines Python ont été écrites par M. Frédéric Bourcier.

C.1 Paramétrage d'acquisition

Paramètre de scan: permet de paramétrer le début et la fin (en position angulaire) du scan, et le temps d'acquisition. Un bouton START permet de lancer la mesure, et un bouton STOP pour l'interrompre.

Sélection LEDs: *pas encore implémenté*, permet d'activer une ou plusieurs jeu de LEDs de l'anneau



Orientation: permet d'ajuster la visée pendant la visualisation de la scène grâce à la caméra CMOS, la ligne rouge sur la fenêtre de visualisation représente la fente du spectromètre

Focus: permet d'ajuster le focus de l'instrument, entre 20 centimètres en SWD et 5 mètres en LWD

Scan configuration: permet de charger un setup pré-réglé pour un scan

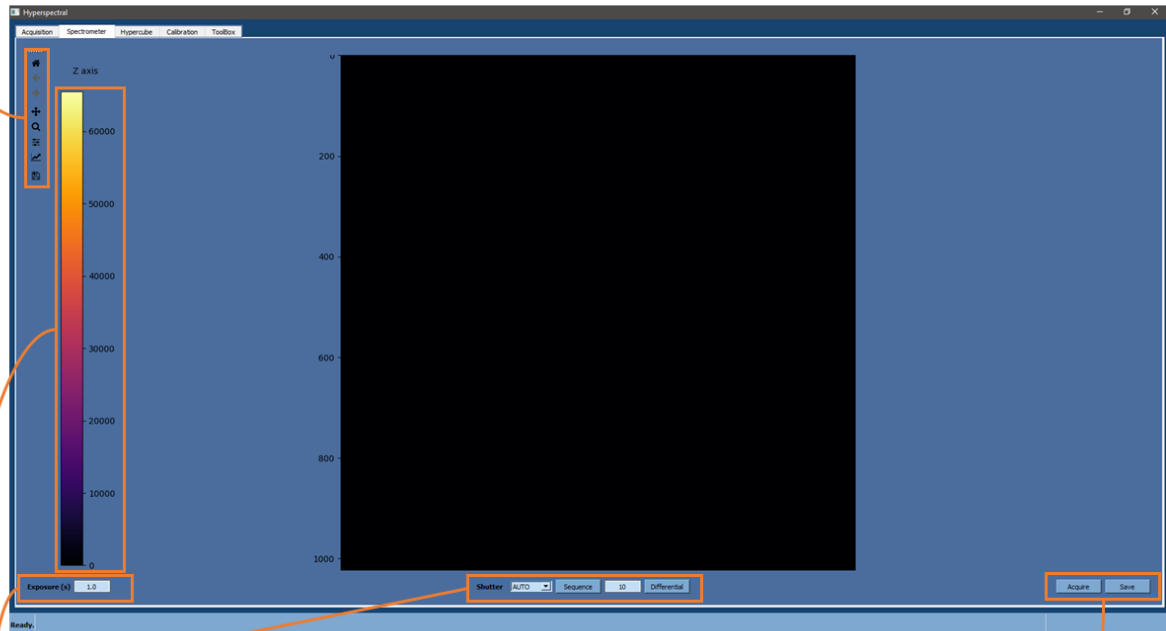
Autofocus: *pas encore implémenté*, permet de réaliser le focus automatiquement

Process raw data: permet de traiter le cube brut, ouvrant directement une seconde fenêtre pour la correction radiométrique et géométrique

Figure C-1 - Fenêtre permettant de régler les différents paramètres d'acquisition. Elle affiche le mode live de l'instrument grâce à la caméra CMOS, facilitant ainsi les différentes étapes nécessaires pour le setup d'une mesure.

C.2 Utilisation en mode spectromètre

Palette d'outils de visualisation : permet à l'utilisateur de naviguer dans une image



Shutter : permet de positionner le shutter en mode ouvert, fermé ou en automatique

Sequence : permet de réaliser une série de mesure à un temps d'acquisition fixe

Differential : permet de soustraire une première mesure avec une seconde mesure

Exposure (s) : permet de régler le temps d'exposition pour une ligne

Acquire/Save : permet de lancer l'acquisition en mode spectromètre / sauvegarder la mesure acquise

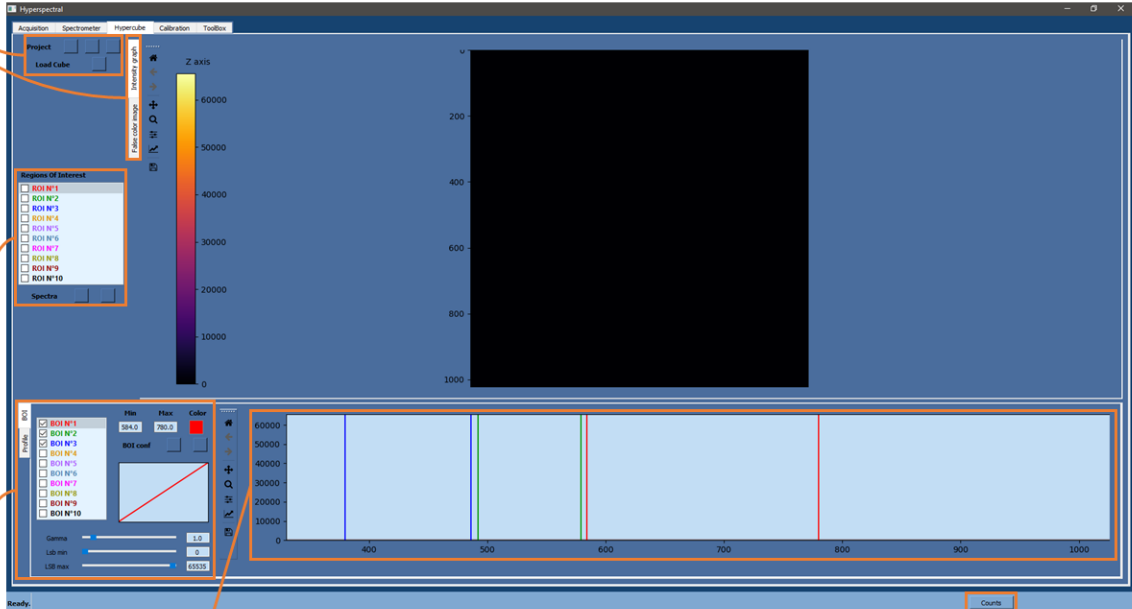
Echelle de fausse couleur : permet de régler le nombre et la dynamique de LSB et donc le niveau de gris durant la visualisation de la mesure

Figure C-2 - L'instrument peut être utilisé en mode spectromètre, ce mode est surtout utile pour s'assurer que le temps d'acquisition est suffisant pour une mesure.

C.3 Analyse de la mesure

Project / Load Cube : permet de charger un projet préexistant (BOI et ROI déjà présélectionnées) / charger un cube pour analyse

Intensity graph / False color image : permet de visualiser l'image en niveau de gris / fausses couleurs attribuées par l'utilisateur



Zone de spectre : permet d'afficher les spectres des ROI sélectionnées

Band Of Interest (BOI) : permet de sélectionner un intervalle de longueur d'onde et d'afficher seulement cet intervalle sur l'image en fausse couleur

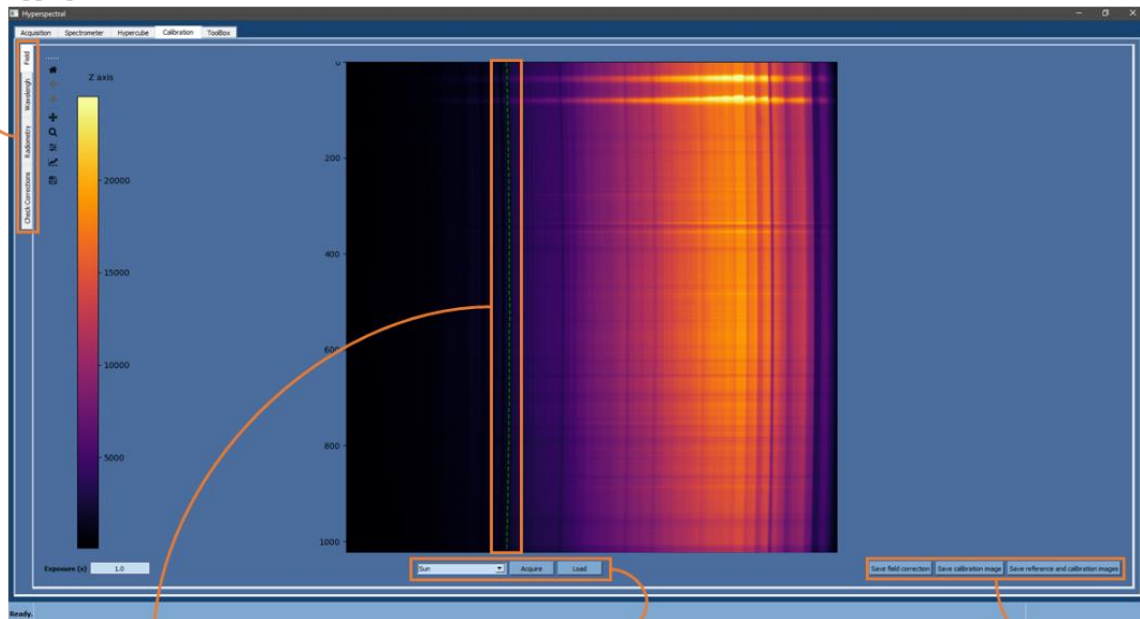
Counts : permet de convertir l'axe des ordonnées en nombre de coûts (photon) plutôt qu'en LSB (et inversement)

Regions Of Interest (ROI) : permet de détourer une zone d'intérêt sur l'image en fausse couleur afin d'afficher le spectre moyen de la zone

Figure C-3 - Fenêtre permettant à l'utilisateur d'analyser le cube qu'il vient de mesurer. Les outils sont encore limités.

C.4 Correction géométrique : smile

Onglets pour la calibration : permet de naviguer entre les différentes corrections radiométriques/géométriques à appliquer



Smile : curseur pour la calibration du smile

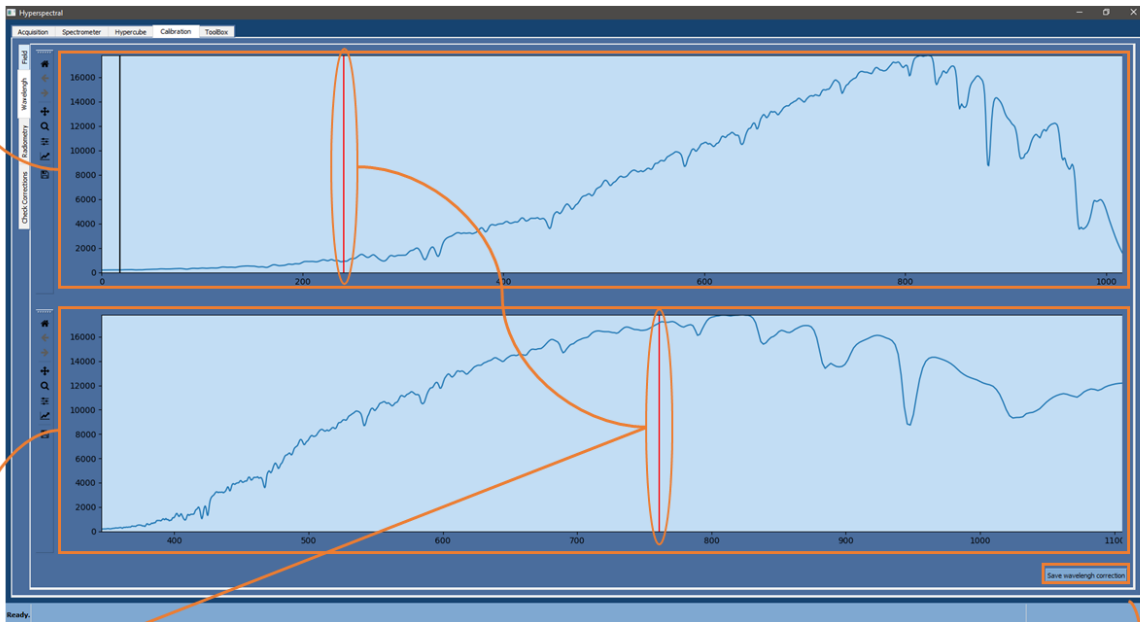
Acquire / Load: permet d'acquérir une mesure de référence / charger une mesure de référence (la mesure du soleil et d'une lampe à vapeur de mercure sont déjà disponibles)

Save : permet de sauvegarder la correction du smile / la nouvelle mesure de référence

Figure C-4 - Onglet permettant de corriger le smile. L'utilisateur mesurera une scène monochromatique (laser) ou présentant des raies bien distinctes (lampe à vapeur de mercure) afin de déterminer les paramètres de l'équation du smile.

C.5 Correction géométrique : correspondance pixel/lambda

Spectre de la mesure brute : affiche le spectre de la mesure brute (en général un laser à 375 nm ou lampe à vapeur de mercure)



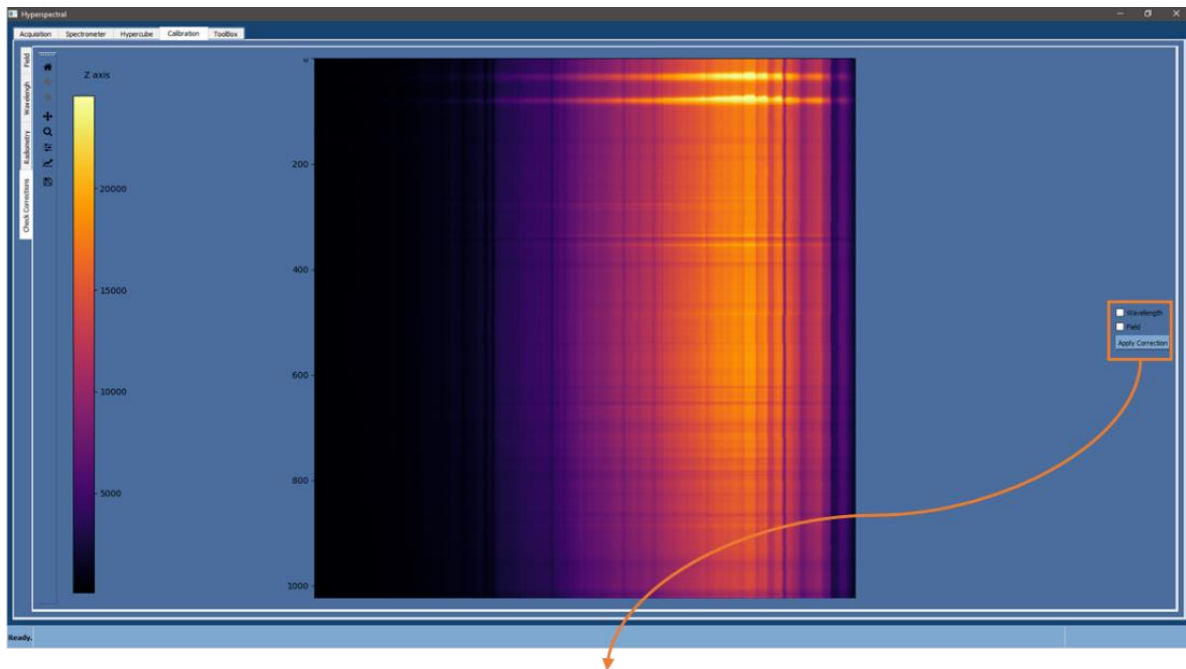
Curseur : le curseur du haut permet de sélectionner la longueur d'onde permettant de calculer la correspondance pixel lambda. Le curseur du bas permet d'apprécier la correction

Spectre corrigé : affiche le spectre corrigé grâce au calcul de correspondance pixel/lambda

Save : permet de sauvegarder le fichier de correspondance pixel/lambda

Figure C-5 - Onglet permettant de calculer la correspondance pixel/lambda. Toujours à l'aide d'une scène monochromatique (laser) ou présentant des raies distinctes (lampe à vapeur de mercure), l'utilisateur peut définir une raie de référence afin que le logiciel calcule la correspondance entre les pixels et longueurs d'onde.

C.6 Visualisation des corrections



Apply correction : permet d'appliquer les corrections une à une afin de s'assurer qu'elles ont été correctement calibrées

Figure C-6 - Onglet permettant de visualiser et confirmer les corrections après calibration par l'utilisateur.

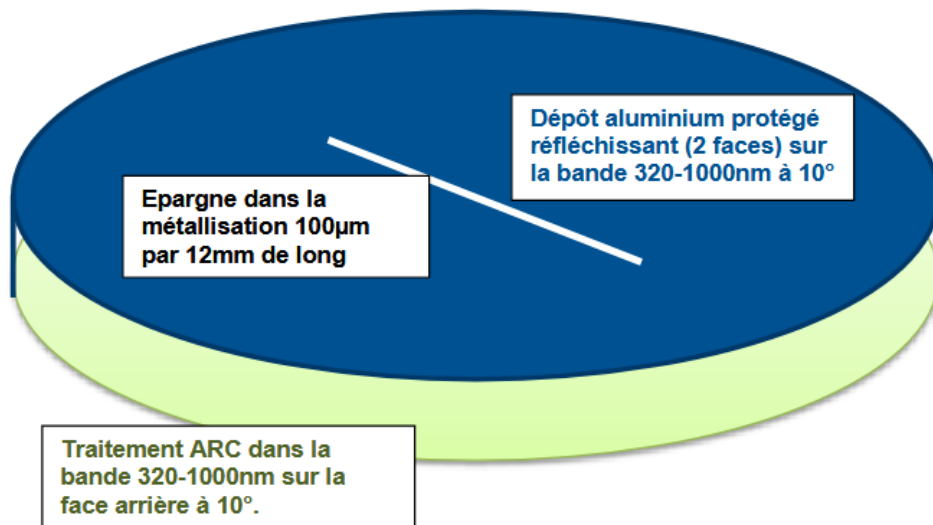
ANNEXE D. OPTIQUES

D.1 Spécifications du miroir M1 demandées au fournisseur Optique Fichou

Miroir fente :

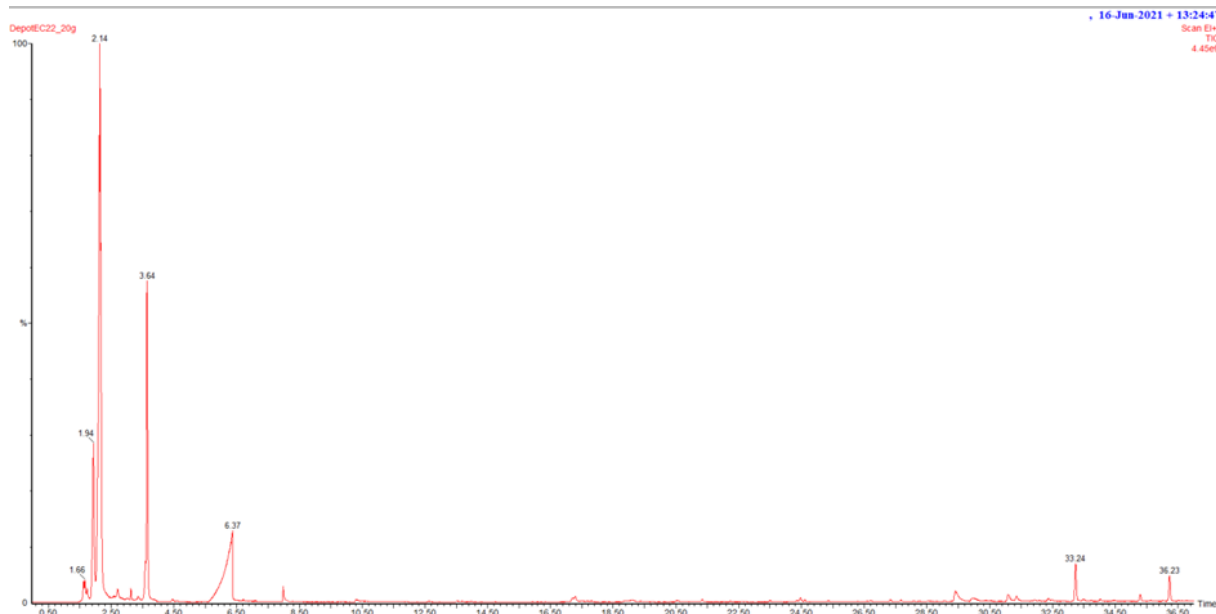
- Matériau : **Silice fondue** diamètre 50,8mm épaisseur 5mm polie sur les deux faces
- Faces parallèles. Front d'onde $\lambda/8$ RMS sur les deux faces
- Une face sera traitée aluminium protégé avec une réflectivité adaptée à la gamme **320-1000nm pour une incidence de travail de 10°** des **deux côtés** du traitement métallique, c'est-à-dire côté air et côté verre, car ce dioptre réfléchissant **travaille dans les deux sens**. La fente sera centrée sur le traitement métallique : de largeur $100\mu\text{m}$ et de longueur 12mm
- L'autre face non métallisée (second dioptre de la lame) sera traitée uniquement ARC dans la bande 320-1000nm pour une incidence de travail de 10° .
- $R_a \ll 1\text{nm RMS}$ car **proche UV**

Schéma :



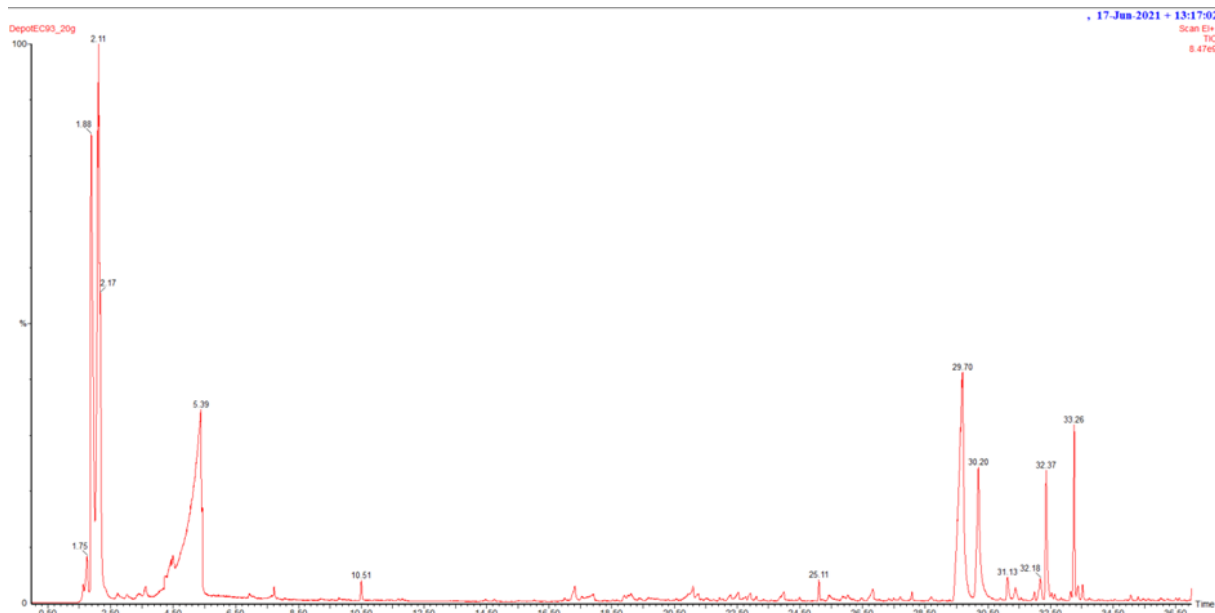
ANNEXE E. RÉSULTATS TD-GC-MS

E.1 Dépôt EC2216



Retention time (min)	Molecule	R match	% Prob
1.61	cyclopropane	941	75
1.66	Silane, difluorodiméthyl	884	92
1.75	cyclobutanol	825	25
1.94	ethanol	930	85
2.14	IPA	892	68
2.70	methane,nitro	913	90
3.13	n-hexane	891	53
3.39	1,3-dioxolane	841	62
3.64	trichloromethane	957	93
6.37	Acetic acid	840	53
7.99	glycidol	881	47
17.30	phenol	902	60
21.33	nonanal	827	44
24.47	Phenol, 3-(1-methylethyl)-	892	27
29.41	1,4-Cyclohexanedimethanol	905	60
29.95	1,4-Cyclohexanedimethanol	833	40
31.08	1,4-Cyclohexanedimethanol	898	46
31.35	1,4-Cyclohexanedimethanol	830	10
32.36	Benzeneethanol, α -methyl-3-(1-methylethyl)-	672	44
33.24	Phenol, 2,4-bis(1,1-dimethylethyl)-	922	48
35.30	Diethyl Phthalate	902	72
36.23	Benzofuran, 2,3-dihydro-2-methyl-	832	16

E.2 Dépôt EC9323



Retention time (min)	Molecule	R match	% Prob
1.63	Silane, difluorodimethyl-	754	66
1.75	Cyanic acid, 2-methylpropyl ester	756	10
1.91	Methylamine, N,N-dimethyl-	888	84
2.21	Oxirane, trimethyl-	826	56
3.61	Trichloromethane	925	87
4.50	Benzene	932	27
5.38	Acetic acid	933	84
7.72	Methane, nitroso-	919	36
10.51	Cyclotrisiloxane, hexamethyl-	940	90
17.32	Phenol	930	66
19.11	1-Heptanol, 4-methyl-	888	26
21.10	Heptanoic acid	713	38
22.54	Octanoic acid	778	32
23.98	Octanoic acid	858	66
25.11	Nonanoic acid, methyl ester	889	63
26.83	Nonanoic acid	878	79
28.08	Decanoic acid, methyl ester	864	45
29.70	1,4-Cyclohexanedimethanol	954	50
30.20	1,4-Cyclohexanedimethanol, cis-	924	69
31.12	1,4-Cyclohexanedimethanol	923	50
31.40	1,4-Cyclohexanedimethanol, cis-	842	22
31.99	5-Methoxy-2,2,6-trimethyl-1-(3-methyl-buta-1,3-dienyl)-7-oxa-bicyclo[4.1.0]heptane	700	20
32.18	α,α' -Dihydroxy-m-diisopropylbenzene	858	56
32.37	1-Dodecanol	922	9
33.26	Phenol, 2,4-bis(1,1-dimethylethyl)-	941	65
33.38	$\alpha,\alpha,\alpha',\alpha'$ -Tetramethyl-1,4-benzenedimethanol	863	77
33.52	Dodecanoic acid, methyl ester	886	34

Titre : Développement et étude de la réponse instrumentale d'un imageur hyperspectral large bande (UV-Visible-NIR) permettant la caractérisation physico-chimique de contaminants sur surfaces sensibles d'engins orbitaux

Mots clés : Imagerie hyperspectrale large bande, Caractérisation physico-chimique par fluorescence, Contamination moléculaire

Résumé : Dans le domaine de l'analyse de défaillance et plus particulièrement la contamination moléculaire et particulaire, il est crucial de pouvoir détecter toute trace de contaminants durant l'intégration d'un engin orbital. Dans ce contexte, la fluorescence permet non seulement de détecter mais aussi de discriminer les contaminants. Pour ce projet, nous avons donc développé un instrument hyperspectral large-bande (UV-Vis-NIR) de 330 à 1000 nm pour pouvoir détecter un large panel de contaminants. Il s'agit d'un montage catoptrique permettant de s'affranchir des aberrations chromatiques. Il présente un champ de vue de 3,5° pour une résolution angulaire de 25 secondes d'arc. Il a été conçu pour être portable et son ensemble mécanique figé permet un alignement optique simple à mettre en œuvre et une réalisation rapide des fichiers de calibration entre deux scènes. Nous avons mesuré une résolution spectrale de 1 nm dans l'UV, 2 à 3 nm dans le visible et 5 nm dans le NIR. Cela nous a permis d'étudier la réponse en fluorescence de deux colles époxy, sources typiques de la contamination d'engin orbital et de la comparer avec une mesure obtenue avec un instrument commercial. Ces mesures nous ont permis d'évaluer les performances de notre instrument et d'identifier des perspectives d'amélioration, notamment en termes de sensibilité dans les UV.

Title : Development and study of the instrumental response of a broadband hyperspectral imager (UV-Visible-NIR) for the physico-chemical characterization of contaminants on sensitive surfaces of orbital vehicles

Keywords : Broadband hyperspectral imaging, Physico-chemical characterization by fluorescence, Molecular contamination

Abstract : In the field of failure analysis and in particular molecular and particulate contamination, being able to detect any trace of contaminants during the integration of an orbital spacecraft is crucial. In this context, fluorescence allows not only to detect but also to discriminate contaminants. For this project, we have therefore developed a broadband hyperspectral instrument (UV-Vis-NIR) from 330 to 1000 nm to be able to detect a wide range of contaminants. It is a catoptric assembly that eliminates chromatic aberrations. The field of view is 3.5° for an angular resolution of 25 arc seconds. It was designed to be portable and its fixed mechanical assembly allows easy optical alignment and rapid creation of calibration files between two scenes. We measured a spectral resolution of 1 nm in the UV range, 2 to 3 nm in the visible range and 5 nm in the NIR range. This allowed us to study the fluorescence response of two epoxy glues, typical sources of orbital spacecraft contamination, and to compare it with a measurement obtained with a commercial instrument. These measurements allowed us to evaluate the performance of our instrument and identify prospects of improvement, especially in terms of sensitivity in UV range.