

THESE

Présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITE PARIS-SUD
ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

Spécialité : Physique

par :

Claudia RUIZ DE GALARRETA FANJUL

Dirigée par : Thierry APPOURCHAUX

Co-dirigée par : Anne PHILIPPON et Jean-Claude VIAL

CONCEPTION ET REALISATION DES PERFORMANCES D'UN SPECTRO-IMAGEUR A TRANSFORMEE DE FOURIER DANS L'UV LOINTAIN (IFTSUV)

Soutenue le 29 Mars 2013 devant le jury constitué par :

Laurent VERSTRAETE

Don HASSLER

Pierre ROCHUS

Thierry APPOURCHAUX

Yann FERREC

Nelson DE OLIVEIRA

Jean-Claude VIAL

Jean-Pierre MAILLARD

Thierry VIARD

PRESIDENT

RAPPORTEUR

RAPPORTEUR

DIRECTEUR DE THESE

EXAMINATEUR

EXAMINATEUR

EXAMINATEUR

INVITE

INVITE



*A mes parents,
à ma famille,
à mes potes.*

« *N'essaie pas ! Fais-le, ou ne le fais pas ! Il n'y a pas d'essai.* »
Maître Yoda, Star Wars : Episode 5 - L'empire contre-attaque.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	36
1. DESCRIPTION DU BESOIN SCIENTIFIQUE	37
1.1. DE DEUX CHOSES LUNE L'AUTRE LE SOLEIL.....	37
1.1.1. La structure interne du Soleil.....	38
1.1.2. L'atmosphère du Soleil	39
1.2. LE SOLEIL DANS L'UV.....	50
1.2.1. L'émission <i>Ly-α</i>	55
1.3. CAHIER DES CHARGES SCIENTIFIQUES	60
1.3.1. Spécifications spectrales	61
1.3.2. Spécifications sur l'imagerie	61
2. CHOIX INSTRUMENTAL.....	64
2.1. DEFIS SPECIFIQUES DE L'INSTRUMENTATION UV	64
2.2. CHOIX INSTRUMENTAL	66
3. FIL CONDUCTEUR DU MANUSCRIT	70
PREMIERE PARTIE.....	72
4. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT IFTSUV	74
4.1. DESCRIPTION DU PRINCIPE <i>IFTSUV</i>	74
4.2. DESCRIPTION DU SCHEMA OPTIQUE DE <i>IFTSUV</i>	76
5. SPECIFICATIONS INSTRUMENTALES.....	77
5.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE, ET RESOLUTION SPECTRALE	77
5.1.1. Intervalle spectral libre.....	77
5.1.2. Echantillonnage	77
5.1.3. Résolution spectrale et bande passante.....	78
5.2. CHAMP DE VUE ET RESOLUTION ANGULAIRE	78
5.2.1. Système d'imagerie	78
5.2.2. Qualité de l'image	79
5.2.3. Format du détecteur	80
5.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	80
5.3.1. Réponse spectrale de l'instrument.....	80
5.3.2. Le budget d'erreur	80
5.3.3. De l'interférogramme au spectre	81
6. CHOIX INSTRUMENTAL : LES AVANTAGES POTENTIELS D'UN <i>IFTSUV</i>	83
7. CONCLUSIONS.....	84
7.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE ET RESOLUTION SPECTRALE	84
7.2. QUALITE DE L'IMAGE.....	84
7.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	85
7.3.1. Observation d'une source étendue	85
7.3.2. Bruit de photons.....	85
7.3.3. Bruit d'échantillonnage	85
7.3.4. Qualité des surfaces optiques	85
7.4. POINTS DURS	86

7.4.1. Effets de polarisation	86
7.4.2. Lumière parasite	87
7.4.3. Observation d'une source variable.....	88
8. CAHIER DES CHARGES TECHNIQUES de l' <i>IFTSUV</i>	91
8.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE ET RESOLUTION SPECTRALE	91
8.1.1. Intervalle spectral libre.....	91
8.1.2. Echantillonnage	95
8.1.3. Résolution spectrale	96
8.2. CHAMP DE VUE ET RESOLUTION ANGULAIRE	96
8.2.1. Système d'imagerie	96
8.2.2. Qualité de l'image	98
8.2.3. Format du détecteur	101
8.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	102
8.3.1. Modulation du signal.....	102
8.3.2. Bruit.....	106
9. BILAN DE CONCEPTION DE L' <i>IFTSUV</i>	113
9.1. BUDGET D'ERREUR.....	113
9.2. CAHIER DES CHARGES INSTRUMENTAL.....	113
9.3. CAHIER DES CHARGES DE LA MISSION	115
9.3.1. Orbite	115
9.3.2. Télémétrie	115
9.3.3. Thermique.....	116
9.3.4. Pointage et stabilité	116
9.3.5. Contamination.....	116
9.3.6. Durée de vie.....	117
10. CHOIX INSTRUMENTAL : COMPARAISON ENTRE INSTRUMENTS	119
11. CONCLUSIONS.....	124
11.1. QUALITE DE L'IMAGE.....	124
11.2. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT	124
11.3. POINTS DURS	125
11.3.1. Qualité des surfaces optiques	125
11.3.2. Besoin d'un système de métrologie	125
DEUXIEME PARTIE.....	126
12. DESCRIPTION DU SYSTEME DE METROLOGIE	129
12.1. SCHEMA OPTIQUE	129
12.2. SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE	131
12.3. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHROME	132
12.4. CONFIGURATION EN MULTI-REFLEXION	134
13. SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE	136
13.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	136
13.1.1. L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON HOMODYNE.....	136
13.1.2. LE SYSTEME DE DETECTION DE QUADRATURE DE PHASE.....	136

14. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE	138
14.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	138
14.1.1. Les piézo-actionneurs	138
14.1.2. Système de pointage : le détecteur de position	141
14.1.3. Asservissement : la boucle de régulation <i>PID</i>	143
15. LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU DEMONSTRATEUR	149
15.1. SOUS SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE.....	149
15.1.1. Effets environnementaux.....	149
15.1.2. Effets des non-linéarités	151
15.1.3. Réglages du sous-système	154
15.1.4. Autres effets.....	156
15.2. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE	158
15.2.1. Effets environnementaux.....	158
15.2.2. Système de pointage : le détecteur de position <i>PSD</i>	158
15.2.3. Platine de piézo-actuateurs.....	160
15.2.4. Réglages du sous-système	160
15.2.5. La boucle de régulation <i>PID</i>	161
15.2.6. Autres effets.....	163
15.3. CONFIGURATION EN MULTI-REFLEXION	163
16. CONCLUSIONS.....	165
16.1. CAHIER DES CHARGES DU DEMONSTRATEUR.....	165
17. DESCRIPTION DU MONTAGE	171
17.1. COMPOSANTS OPTIQUES ET OPTRONIQUES	171
17.2. STRUCTURE OPTO-MECANIQUE.....	172
17.3. ALIGNEMENTS DES OPTIQUES	174
17.4. INTERFACES ELECTRONIQUES ET DE CONTROLE	177
17.4.1. Entrées de détection.....	177
17.4.2. Sorties de consigne	177
17.4.3. Système de contrôle et plan de test.....	178
17.5. BUDGET.....	180
18. VALIDATION DU DEMONSTRATEUR	183
18.1. ETALONNAGE ET TEST DU SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE.....	183
18.1.1. Caractérisation de la stabilité du système	183
18.1.2. Etalonnage du système en quadrature de phase	185
18.2. ETALONNAGE ET TEST DU SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE.....	192
18.2.1. Etalonnage du système de pointage.....	192
18.2.2. Caractérisation de l'hystérésis du système.....	197
18.2.3. Caractérisation de la diaphonie du système.....	200
18.2.4. Caractérisation de la réponse fréquence du système	202
18.2.5. Réglage des paramètres de régulation <i>PID</i>	209
18.3. CARACTERISATION DE LA COURSE DE LA PLATINE	212
18.3.1. Caractérisation angulaire.....	212
18.3.2. Caractérisation de la différence de marche optique	217

19. BILAN DES PERFORMANCES ET BUDGET D'ERREUR.....	231
20. CONCLUSIONS.....	235
20.1. LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU DEMONSTRATEUR.....	235
20.1.1. L'environnement	235
20.1.2. La structure opto-mécanique.....	235
20.1.3. Les composants optiques.....	236
20.1.4. La configuration en multi-réflexion	236
20.1.5. Le mécanisme de translation	237
20.1.6. L'interface de contrôle	237
20.1.7. Autres facteurs.....	238
20.2. INTEGRATION DU SYSTEME DE METROLOGIE DANS L'INSTRUMENT	
<i>IFTSUV</i>	238
CONCLUSIONS GENERALES.....	244
21. SYNTHESE GENERALE DES TRAVAUX DE RECHERCHE.....	245
22. PERSPECTIVES.....	247
22.1.1. Horizon proche	247
22.1.2. Préparation du futur projet.....	247
ANNEXES	249
BIBLIOGRAPHIE.....	263

LISTE DES FIGURES

Figure 1. Schéma de la structure du Soleil. De l'intérieur vers la périphérie, le Soleil est constitué d'un noyau source d'énergie de l'étoile ; deux zones de transfert d'énergie vers son atmosphère : la zone radiative et la zone convective ; et quatre couches atmosphériques différentes : la photosphère, la chromosphère, la région de transition (entre la chromosphère et la couronne) et la couronne solaire. Le vent solaire, qui n'est pas illustré dans la figure, est considéré comme une cinquième couche atmosphérique qui s'étend vers le milieu interplanétaire (source : NASA).38

Figure 2. En haut à gauche : groupe de taches entouré par des cellules de granulation convectives visibles à la surface du Soleil et observé grâce au télescope terrestre Swedish 1 meter Solar Telescope depuis La Palma (îles Canaries). En haut à droite : magnétogramme indiquant les polarités des régions magnétiques des groupes de taches solaires : les zones noires représentent des régions où le champ magnétique s'éloigne de l'observateur (polarité négative); dans les régions blanches les lignes de champ magnétique pointent vers l'observateur (polarité positive). Les zones grises correspondent à des régions sans champ magnétique détectable par l'instrument (source : ESA-NASA, Instrument MDI/SOHO). En bas : l'image du haut est un diagramme de papillon montrant la variation de la latitude d'apparition des taches solaires entre les années 1870 et 2010 pour les deux hémisphères solaires. L'image du bas montre l'évolution temporelle du nombre de taches pendant la même période. On peut constater que l'évolution des taches dépend du cycle d'activité solaire (source : NASA).40

Figure 3. A gauche : image du Soleil en H α de la chromosphère (source : Télescope de l'observatoire de Meudon), les filaments apparaissent comme des régions sombres étirées sur la surface solaire ; les régions brillantes entourant les taches photosphériques (encore visibles depuis la chromosphère) sont des plages faculaires qui prolongent les facules de la photosphère. Centre : image Lyman-alpha d'une protubérance observée au limbe par la sonde TRACE (source : TRACE). Le réseau chromosphérique est aussi mis en évidence dans cette image. A droite : détail de la chromosphère observée en H α les éléments sombres filiformes à droite de l'image sont des spicules. Les structures brillantes sont des plages, une petite tache solaire peut être identifiée dans la partie supérieure à gauche de l'image (source : Royal Swedish Academy of Sciences).42

Figure 4. Vue schématique de l'éruption d'une coupe 2D d'un filament et des rayonnements associés. La structure est entourée de son propre champ magnétique (cercle vert) et du champ magnétique ancré dans le Soleil (lignes de force dessinées en rouge et marron, figure (a)). Les mouvements aux « pieds » des champs magnétiques dans la photosphère font monter la structure magnétique du filament, les lignes de force opposées se rapprochent au-dessous du filament (figure (b), rectangle jaune). Une région de très forts courants électriques se développe (figures (b) et (c), rectangle jaune). Dans cette situation les lignes de force subissent une reconnexion magnétique avec deux conséquences : (1) la configuration magnétique confinant le filament monte et fini par se détacher de son ancrage dans la photosphère, le filament s'envole et une éjection de masse a lieu ; si la vitesse de montée est élevée, une onde de choc se forme en amont . (2) Au-dessous de l'ancien lieu du filament se forment de nouvelles boucles magnétiques, lors de la reconnexion des lignes de force, l'énergie emmagasinée est libérée ce qui vient chauffer le plasma et accélérer les particules à des vitesses élevées. Elles sont ensuite injectées vers le bas le long des lignes de force et vers le haut pouvant ainsi s'échapper vers l'espace interplanétaire (source : LESIA).43

Figure 5. A gauche : éjection de matière coronale accompagnée de l'éruption d'une protubérance observées par le coronographe LASCO/SoHO (source : NASA) ; A droite : image composite du Soleil enregistrée par l'imageur AIA/SDO. Les différentes couleurs correspondent aux bandes passantes des canaux Fe XIV à 21.1 nm, Fe XII et FeXXIV à 19.3 nm et FeIX 17.1 nm de l'imageur AIA/SDO donnant accès aux températures ($T \sim 6.3 \times 10^5 - 2 \times 10^7$ K) des différentes couches de la couronne (source : SDO/NASA).46

Figure 6. A gauche : boucles coronales observées au sein d'une région active dans la raie d'émission FeIX 17.1 nm ($T \sim 6.3 \times 10^5$ K) par AIA/SDO. Il s'agit d'énormes structures très chaudes de plasma confiné le long des lignes de champs émergentes des régions photosphériques à polarités opposés. Au centre : trou coronal observé dans la raie FeXII 19.3 nm ($T \sim 1.2 \times 10^6$ K). Les trous sont des régions plus froides, sombres, et peu denses dans la couronne solaire. Il s'agit d'une structure dont les lignes de champ sont ouvertes vers le milieu interplanétaire, ce qui favorise « l'évaporation » de la matière coronale dans le vent solaire. A droite : embrillancements (flares) observées dans la région active AR1415 par AIA/SDO dans la raie Hell à 30.4 nm ($T \sim 50\,000$ K). (source : SDO/NASA).46

Figure 7. Schéma de la direction des lignes de champ magnétique solaire (en bleu), écoulement du vent solaire (en rouge) et localisation de la ligne neutre (en vert) séparant les polarités positive et négative du champ magnétique solaire (source : LESIA).....47

Figure 8. Dépendance de la température avec la distance à la surface solaire. L'atmosphère du Soleil est caractérisée par un fort gradient de température au-dessus de la photosphère où l'on passe de quelques milliers de Kelvin à des millions de Kelvin en un distance de quelques kilomètres. Les couches atmosphériques concernées sont : la haute chromosphère, la couronne, et la région de transition située entre les deux. La spectroscopie permet de sonder l'atmosphère en fonction des différentes altitudes de formation ou d'absorption des raies du spectre solaire. Le long de ces couches on retrouve le vaste univers de structures qui peuplent le soleil. Des taches solaires jusqu'aux éruptions coronales, l'imagerie s'avère un outil aussi bien indispensable à la mise en contexte et caractérisation de la morphologie et de la dynamique de ces phénomènes (Millard, 2005).50

Figure 9. Les trois premières figures à gauche représentent l'éruption d'un filament observée par CDS et montrant l'évolution « dramatique » de ce genre d'évènements ; la figure de droite montre la simulation du balayage de cette même scène par un spectrographe à fente de type CDS : l'instrument manque l'évènement car il met 10 min à construire l'image (courtoisie de L. Harra, ISSI workshop on solar activity, November 2012).50

Figure 10. Le docteur Nancy Roman, l'une des scientifiques responsable du programme spatial OSO de la NASA montre un modèle du satellite OSO-1 en 1960 (source: NASA).51

Figure 11. Diagramme des niveaux d'énergie des différentes séries d'ionisation (Lyman dans l'UV et Balmer dans le visible) de l'atome d'Hydrogène.....55

Figure 12. Modèle canonique de l'atmosphère hydrostatique du Soleil : variation de la température (trait plein) et de la densité électronique (trait pointillé) en fonction de l'altitude dans l'atmosphère solaire. (d'après des modèle de transfert radiatif VAL, Vernazza et al., 1981). La température et la hauteur de formation des différentes raies chromosphériques sont aussi montrées : les différentes parties du profil de la raie Lyman alpha sont formées à des altitudes spécifiques.57

Figure 13. Cette image montre un des premiers profils Lyman alpha obtenus pour une période de grande activité (21 Juillet 1959, R. Tousey) et une période de Soleil calme (22 Août 1962, R. Tousey). La photographie montre les différentes positions relatives de la fente sur le Soleil pendant l'exposition. Ceci rend possible de corréliser les profils avec les différentes régions d'activité du Soleil. Les valeurs de la température électronique ont été obtenues en utilisant la théorie de Jefferies et Thomas.58

Figure 14. A gauche : mesure de l'irradiance solaire VUV en fonction de la longueur d'onde, l'émission Lyman alpha est la plus intense du spectre et contribue fortement aux pertes radiatives du Soleil. A droite : mesure des variations d'irradiance de l'émission Lyman alpha du Soleil entre l'année 1947 et jusqu'à l'année 2000, (source : G. Kockarts, 2002) : le cycle d'activité solaire est clairement mis en évidence à travers ces mesures.58

Figure 15. A : cartographie de la radiance spectrale Lyman alpha mesurée par SUMMER/SoHO sur une région de Soleil calme de $150'' \times 120''$; B : cartographie de la profondeur des profils Lyman alpha, étudiée sur les zones d'embrillancement maximum de la figure A, représentées par les contours blancs; C : position des profils Lyman alpha (en rouge) ayant une faible profondeur de profil (et correspondant à la courbe spectrale continue) , l'échelle Bz quantifie le champ magnétique mesuré;

D : position des profils Lyman alpha (en rouge) ayant une profondeur de profil aigu , l'échelle Bz quantifie le champ magnétique mesuré (et correspondant à la courbe spectrale en pointillées). (source : Tian et al., 2009).....59

Figure 16. A gauche : les courbes montrent l'altitude pour laquelle l'épaisseur optique de l'atmosphère est unitaire, en fonction de la longueur d'onde et deux angles d'observation du Soleil. Ces résultats sont indépendants de l'irradiance solaire (source : G. Kockarts, 2001). Ils dépendent uniquement des abondances et des sections efficaces des différentes espèces atomiques de l'atmosphère terrestre. A droite (Lemaire et al., 1978, Lewis et al., 1983) : à la proximité de la Terre (i.e. mésosphère) le renversement de la raie Lyman alpha est dû non seulement à l'Hydrogène atomique solaire, mais aussi à l'absorption géo-coronale. La courbe en pointillées montre la variation de la section efficace de l'oxygène atmosphérique à 203 K en fonction de la longueur d'onde.59

Figure 17. A gauche : profils Lyman alpha moyens observés à trois régions différentes d'un filament par l'instrument SUMER/SoHO (Vial et al., 2007). A droite : estimation des intensités moyennes de l'émission Lyman alpha d'une protubérance en mouvement à une altitude de 50000 km (Heinzel et Rompolt, 1987). Chaque courbe représente l'intensité relative en % d'un demi-profil tracé en fonction de la vitesse de la structure (de 0 à 280 km/s).....60

Figure 18. Profils d'émission au voisinage de la raie Ly- α en échelle logarithmique pour un trou coronal, le Soleil calme, et une tache solaire (qui est représentative d'une région active) dans un intervalle spectral qui va de 67 nm à 150 nm.62

Figure 19. Profils Ly- α observés à des positions consécutives de 1'' à l'intérieur d'une protubérance (SUMER/SoHO).63

Figure 20. Filament Ly- α observé par le vol de fusée VAULT. Le filament est inscrit dans un carré de surface 250''x250'', la résolution angulaire est de l'ordre de 0.38 arcsec.....63

Figure 21. De gauche à droite : (1) Photo du premier vol de fusée type V-2 en 1942, réquisitionnées plus tard aux allemands après la Seconde Guerre Mondiale et utilisées pour réaliser les premiers vols de haute altitude (> 80 km) pour des buts militaires et scientifiques. Les premiers spectres à basse résolution dans l'UV furent capturés vers l'année 1948. (2) Photographie d'une fusée type Aerobee (apogée de 230 kms) permettant d'obtenir les premières images Ly- α du Soleil (1959) grâce à l'héliographe embarqué (Tousey et al. 1963). (3) Intégration du satellite OSO-8 lancé le 21 Juin de 1975, sa charge utile comportait un spectromètre français capable de mesurer une plage spectrale de 102 - 397nm.64

Figure 22. Les irrégularités de surface optique produisent des composantes de réflexion diffuse qui vont dégrader les performances de l'instrument.....66

Figure 23. Illustration du principe d'un spectro-imageur à dispersion classique avec un détecteur matriciel au plan focal. Le spectre est dispersé sur l'axe x du détecteur, alors que la scène le long de la fente est imagée sur l'axe y. Pour acquérir le reste de l'image il est nécessaire de balayer le champ de vue dans la direction de la dispersion.....68

Figure 24. Illustration des différentes techniques permettant de réaliser de la spectroscopie multi-objets ou à champ intégral. Le champ spatial peut être échantillonné de différentes façons ce qui permet d'acquérir simultanément les informations spectrale et spatiale sans qu'elles soient mélangées en entrée du spectromètre. En spectroscopie multi-objet, un masque à plusieurs fentes positionnées à des colonnes adjacentes permet d'étaler le spectre à des différents endroits du champ de vue. Les principaux inconvénients de cette technique sont l'existence de zones mortes de spectre à cause des débordements du spectre sur le détecteur et les « lacunes » spatiales qui se produisent à cause de la répartition des fentes. Une matrice de micro-lentilles permet de juxtaposer les spectres dispersés par un réseau convenablement orienté mais conduit souvent à la « pixélisation » du champ ce qui vient dégrader la résolution spatiale. Les systèmes à micro-lentilles fibrées corrigent ce défaut en ré-arrangeant le champ sur une ligne de points le long de la fente cependant le positionnement des fibres s'avère ardu et pas exempt d'erreurs ce qui conduit à des distorsions d'image et des pertes de

lumière. Les systèmes à découpage de champ, formés par des empilements de miroirs légèrement tournés les uns par rapport aux autres, réalisent un échantillonnage spatial homogène et continu mais sont cependant limités à des scènes de quelques arcsecondes.....69

Figure 25. Illustration du fonctionnement d'un spectro-imageur à transformée de Fourier.....75

Figure 26. Illustration du schéma optique de l'IFTSUV : (a) vue de face ; (b) vue de côté (les images ne sont pas à l'échelle).....76

Figure 27. Illustration du profil du filtre trapézoïdal résultant du double passage sur réseau (le dessin n'est pas à l'échelle).....77

Figure 28. Illustration de l'intégration du système d'imagerie formé par trois miroirs paraboliques hors axe (OAP-1, OAP-2, et OAP-3). Ce système est configuré de façon à avoir un télescope afocal en entrée (OAP-1 et OAP-2) qui délivre un faisceau parallèle dans le bloc interférométrique ; puis un troisième paraboloïde en sortie de IFTSUV, pour l'obtention de l'image par focalisation sur le détecteur.79

Figure 29. Chaîne de bruit.....81

Figure 30. Courbe d'efficacité absolue théorique en fonction de la longueur d'onde et de la polarisation de la lumière incidente pour des réseaux à 3600 lignes par millimètre, un revêtement en Al+MgF2 (source : HORIBA/Jobin Yvon).86

Figure 31. Courbe d'efficacité absolue théorique en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de la lumière pour des réseaux à 3600 lignes par millimètre, un revêtement en Al+MgF2 et $\lambda = 121.567$ nm (source : HORIBA/Jobin Yvon).87

Figure 32. Fonction de mérite permettant de définir l'ISL en fonction du parcours optique du faisceau dans le système. Cette fonction permet de régler le parcours optique du faisceau entre R1 et R2 à la valeur souhaitée en optimisant les distances latérales entre les réseaux et les miroirs.92

Figure 33. Vue de profil et vue d'en face du dimensionnement de l'IFTSUV suite à l'optimisation de l'intervalle spectral libre.94

Figure 34. Empreintes du faisceau collimaté en entrée de l'IFTSUV et pour les différentes valeurs du champ de vue, au centre et aux quatre extrémités. L'observation d'une source étendue implique une divergence du diamètre du faisceau en entrée de l'IFTSUV.95

Figure 35. Mesure de la réflectivité (normale) d'un revêtement Al+MgF2 optimisé à Ly- α97

Figure 36. Simulations ZEMAX pour l'évaluation du système d'imagerie de IFTSUV sur l'ISL. De gauche à droite et de haut en bas Figure 36.a - diagramme de spot ; Figure 36.b - énergie encerclée correspondant à la tâche d'Airy ; Figure 36.c - écart entre le front d'onde parfait et le front d'onde réel ; Figure 36.d - déformation rms du front d'onde dans le champ. Les résultats correspondent à des valeurs sur les différents points dans le champ (sur l'axe et aux quatre extrêmes du FOV) et les longueurs d'onde correspondant au centre et aux bornes de l'ISL.....99

Figure 37. Détail du diagramme de spot pour les différents points dans le champ (sur l'axe et aux quatre extrémités du FOV) et les longueurs d'onde correspondant au centre et aux bornes de l'ISL. .99

Figure 38. Diagramme de Seidel des aberrations présentes dans le système..... 100

Figure 39. Carte de distorsion dans le plan de détection. 100

Figure 40. Résultats sur la courbure de champ et distorsion de l'image sur les deux axes d'incidence (en valeur absolue)..... 101

Figure 41. Détail de la position du détecteur en sortie du système.	102
Figure 42. Résultats des simulations du spectre sur le bord du champ (à $\pm 125''$ de l'axe) : on observe un décalage de $\sim \pm 0.05$ nm du centre de la raie spectrale.	103
Figure 43. Modulation du signal en fonction du champ de vue : pour observer des effets « importants » on a dû augmenter le diamètre à l'entrée à $D = 640$ mm (Maillard et al., 2013).	104
Figure 44. Modulation du signal en fonction de l'alignement angulaire en secondes d'arc, et de différentes valeurs du diamètre du faisceau, d , à l'entrée de l'IFTSUV et pour une longueur d'onde centrale de 121.567 nm.	105
Figure 45. Modulation du signal en fonction de la qualité de surface optique $\langle \delta^2 \rangle$ en nm (rms) et pour la longueur d'onde centrale à 121.567 nm.	106
Figure 46. Extrait simplifié d'une macro d'enregistrement d'un interférogramme symétrique. Moyennant une boucle FOR on peut faire varier de dx la position du miroir mobile pour chaque itération de $i = 0, N$ (N est le nombre d'échantillons) dans la configuration. Un tracé de rayons se fait pour chaque itération (déplacement du bras mobile). La variable $opd2$ stocke le chemin optique parcouru par le bras fixe tandis que $opd1$ enregistre le chemin optique du bras mobile pour chaque itération ; opd écrit la différence de chemin optique pour chaque pas; $vec1(i)$ calcule et enregistre l'intensité pour chaque ddm	109
Figure 47. Spectre synthétique Ly- α de référence simulé à partir du tracé de rayons dans ZEMAX et du traitement FFT dans IDL.	109
Figure 48. Variations du spectre en fonction des défauts sur le pas d'échantillonnage.	110
Figure 49. Exemple de la dégradation de la sensibilité de l'instrument LPSP/OSO-8. L'axe des ordonnées représente les variations de sensibilité relatives, l'abscisse représente le temps en jours depuis le lancement.	117
Figure 50. Représentation du cycle d'activité solaire n°23 tel que observé par la mission SoHo (image source NASA): la période moyenne de l'activité solaire est de 11.2 ans. L'activité solaire se manifeste par l'apparition de régions actives.	118
Figure 51. Schéma optique du spectromètre SUMER/SoHO (source :). Le système d'imagerie est basé sur un télescope, dont l'ouverture est de 90×130 mm ² , formé par deux paraboles hors axe. Le miroir primaire collecteur permet de faire le balayage spatial de la scène. Quatre fentes différentes ($1'' \times 300''$, $1'' \times 120''$, $0.3'' \times 120''$ et $4'' \times 300''$) sont interchangeable mécaniquement afin de faire varier la résolution spatiale, mais aussi la résolution spectrale, selon la relation (Maillard et al., 2012): $R = 2 \sin \alpha \theta \times WGDT$, où α est l'angle du faisceau incident sur le réseau, θ est la résolution angulaire donnée par la fente, WG est la largeur du réseau et DT le diamètre du télescope. La dispersion du spectre est assurée par une seule réflexion sur un réseau de diffraction concave. La plage de longueur d'onde est sélectionnée par la rotation d'un miroir plan de balayage en incidence rasante. La focale du système peut être corrigée moyennant un mécanisme de réglage au niveau de chacun des détecteurs.	122
Figure 52. Schéma optique d'un spectro-imageur ISHS. Un réseau de diffraction est placé après la fente d'entrée de telle sorte que le faisceau collimaté incident est divisé suivant les ordres de diffraction ± 1 . Deux miroirs de repli dans chacune de ces deux directions sont inclinés selon l'angle de Littrow, θ_0 définit par l'équation : $2\sigma \sin \theta_0 + \sin(\theta_0 + \gamma) = 1t$, où l'angle $\gamma \approx 2(\sigma_0 - \sigma) \tan \theta_0$ dépend du nombre d'onde de Littrow σ_0 (Damiani et al., 2007). Les deux front d'onde sont recombinaés au niveau du réseau, et produisent une figure d'interférence spatiale en sortie (miroir parabolique hors-axe OAP) dont la différence de marche varie selon x avec une fréquence $f_x = 4\sigma_0 - \sigma \tan \theta_0$. Pour faire de l'imagerie il faut rajouter un miroir cylindrique qui réalise la conjugaison entre la scène et le détecteur perpendiculairement aux franges d'interférence.	122

Figure 53. En haut courbes de transmissions des filtres ACTON 122N (transmission : ~21 %, Bande passante ~50 nm) et ACTON 122XN (transmission : ~6.5 %, Bande passante ~15 nm). En bas, transmission des filtres à grille d'aluminium (source : Tousey, 1963).....	123
Figure 54. Système de métrologie formé par un interféromètre de Michelson homodyne (sous-système d'échantillonnage) pour la mesure de la ddm, et d'un défectomètre (sous-système d'alignement synchrone) pour le maintien du tip/tilt introduit par le déplacement du miroir +M'. Le miroir de balayage est en configuration de multi-réflexion avec un miroir fixe pour amplifier les déviations angulaires et démultiplier la différence de marche en sortie du système. FOI : isolateur de Faraday ; P : polariseur ; BS1 et BS2: cubes séparateurs ; F : lentille de focalisation ; LEPD : photodiode lateral effect ; PBS : cube séparateur de polarisation ; $\lambda/4$: lames de retard quart-d'onde ; Mref : miroir plan du bras fixe de l'interféromètre ; PD1 et PD2 : photodiodes.....	130
Figure 55. Photographie de l'ensemble du banc démonstrateur de la métrologie de l'instrument IFTSUV.....	131
Figure 56. Illustration de l'ensemble des rotations parasites venant perturber le miroir d'échantillonnage lors de son déplacement.....	133
Figure 57. Illustration de la formation de l'image du spot laser de pointage dans le plan focal du détecteur de position.....	133
Figure 58. A gauche : schéma de la configuration en multi-réflexion. Le nombre de réflexions N pour que la condition de retour inverse du faisceau soit satisfaite dépend de la relation entre l'angle d'incidence du faisceau α , et la valeur du coin d'angle θ entre les deux miroirs. Le paramètre N est le paramètre de réglage de l'amplification de la phase et de la déviation angulaire. A droite : photographie prise en laboratoire de la configuration en multi-réflexion. Chaque spot laser rouge représente une réflexion à l'intérieur du système.....	135
Figure 59. Capture d'écran d'une interface virtuelle Labview simulant l'acquisition de deux signaux en parfaite quadrature de phase (à gauche) et le résultat de la démodulation de la phase (à droite).....	137
Figure 60. Signaux en quadrature mesurés lors des tests du démonstrateur. A gauche les signaux ont été mesurés pour une configuration en monoréflexion ; à droite les mesures pour les signaux en multi-réflexion avec $N = 4$. Le sens du déplacement peut être déterminé en fonction de la différence de phase entre les deux signaux, qui vaut $+\pi/2$ quand le miroir d'échantillonnage se rapproche de la source, et $-\pi/2$ quand il s'éloigne de la source.....	137
Figure 61. Organisation des différentes structures cristallines.....	140
Figure 62. La figure de gauche illustre une cellule élémentaire PZT de type Pérovskite : au-dessus de la température de Curie (première image), le matériau présente une structure à symétrie cubique simple et la cellule unitaire contient un cation central qui n'a pas de moment dipolaire ; en dessous de la température de Curie, la structure réticulaire de la cellule change en une symétrie tétragonale qui se caractérise par l'apparition d'un dipôle. La figure de droite illustre la structure des domaines de Weiss : en absence d'un champ électrique externe, la résultante de polarisation des domaines est nulle ; lorsqu'on applique un champ électrique il y a un déplacement des parois de Bloch et une croissance des domaines dans la direction de polarisation voisine de celle du champ extérieur.....	141
Figure 63. Schéma illustrant le principe simplifié du fonctionnement d'une diode à effet latéral, de gauche à droite : vue de face du détecteur, vue de profil du détecteur, et circuit électrique équivalent. Deux électrodes sont disposées sur la face avant du détecteur le long des deux côtés opposés de la couche résistive suivant un des axes (X ou Y) de la jonction p. La face arrière dopée n possède elle aussi une couche résistive où l'on place deux autres électrodes opposées et orientées orthogonalement aux électrodes de la face avant LX et LY : dimensions X et Y de la surface du détecteur; D: diode idéale de jonction ; Ip: photo-courant ; C: capacité de la jonction ; RS : résistance	

du substrat ; RY1, RY2, RX1, RX2 : résistance des respectives couches dopées ; IY1, IY2, IX1, IX2 : photo-courants générés aux bornes des électrodes..... 143

Figure 64. Illustration du principe d'asservissement par régulation PID, avec : $r(t)$ signal de référence ou consigne ; $e(t)$ erreur à l'entrée du régulateur ; $C(s)$ fonction de transfert du régulateur ; KP, TI, KD : coefficients Proportionnel, Intégrateur et Dérivateur du correcteur PID ; $u(t)$ commande en sortie du régulateur ; $G(s)$: fonction de transfert du procédé ; $y(t)$ sortie de mesure du procédé (variable à commander). 148

Figure 65. Les paramètres d'un régulateur sont synthétisés afin de répondre au cahier des charges du procédé qui est souvent exprimé en fonction de la rapidité (temps de montée et temps d'établissement du régime stationnaire), et la précision (dépassement et erreur statique) avec lesquelles la consigne peut être suivie. La robustesse (ou adaptabilité du régulateur face aux changements de dynamique du procédé) est un paramètre aussi important, et la stabilité une caractéristique indispensable (source : wikipédia). 148

Figure 66. Capture d'écran de l'interface virtuelle Labview permettant de simuler les effets de non-linéarités dans les signaux en quadrature et d'ajuster le signal à une ellipse. Ici $A_x = 3.5$, $A_y = 5$, $x_0 = 1.5$, $y_0 = 0$, et $\varphi_0 = 20^\circ$ 154

Figure 67. Courbes caractéristiques des photodiodes 818-SL fournies par Newport..... 154

Figure 68. Illustration du principe de l'erreur en cosinus : quand il existe un désalignement entre les axes optiques et mécaniques, la distance mesurée sera toujours inférieure à la distance réelle parcourue. L'erreur est proportionnelle à l'angle de désalignement. 156

Figure 69. Illustration du principe de l'erreur d'Abbe : la longueur du bras de levier (ou décalage d'Abbe, h) induit des erreurs sur la distance mesurée. 156

Figure 70. Configuration d'un système en boucle fermée, avec $r(t)$: signal de consigne ; $e(t)$: erreur à l'entrée du régulateur ; $C(p)$: fonction de transfert du régulateur ; $u(t)$: commande en sortie du régulateur ; $p_1(t)$, $p_2(t)$: perturbations à l'entrée et à la sortie du procédé ; $T(p)$: fonction de transfert du procédé ; $v(t)$: bruit en sortie du procédé ; $s(t)$: signal de réponse mesurée en sortie..... 163

Figure 71. Illustration (grâce au logiciel ZEMAX) du principe de l'imprécision $f(N,\alpha)$ induite sur la ddm par le choix des paramètres N et α de la configuration à multi-réflexion (Pisani, 2006). Dans l'exemple $\alpha = 18^\circ$ et $\theta = 6^\circ$ alors $N = 7$. Une erreur en cosinus survient du fait que le miroir se translate parallèlement à lui-même et suivant un angle α par rapport à l'axe optique. En raison du décalage du motif de réflexion vers le bas, les segments rouges dessinés sur la figure doivent être soustraits. L'effet net peut être corrigé et calculé par l'expression (95), et se traduit par un gain légèrement inférieur à $2N + 1$ 164

Figure 72. Mesure de la polarisation transmise par le cube PBS en fonction de la longueur d'onde incidente (polarisée à 45°) : la courbe verte représente le taux de polarisation horizontale transmise, la rose représente la polarisation verticale transmise, et la courbe rouge la polarisation $(p+s)/2$ calculée. Le cube est optimisé à la longueur d'onde du laser He-Ne. 172

Figure 73. Système de réglage de la configuration en multi-réflexion : le miroir fixe de référence se trouve à gauche de l'image tandis que le miroir mobile, fixé à la platine de translation par une équerre se trouve à droite de l'image. 173

Figure 74. Capture d'écran de l'interface virtuelle Labview permettant : à gauche l'acquisition et l'affichage des signaux (mesure horizontale, mesure verticale et puissance laser) provenant de la photodiode lateral effect pour le contrôle de la position et de la puissance du faisceau incident sur sa surface de détection ; à droite l'affichage des signaux en quadrature de phase, ainsi que l'ajustement des paramètres de test de la course d'échantillonnage. 176

Figure 75. Vérification des alignements optiques au bras FARO™.....	176
Figure 76. Schéma d'alimentation en mode photoconducteur d'une photodiode.	177
Figure 77. Diagramme d'interfaces électroniques de test permettant de réaliser l'ensemble des tests de caractérisation du banc.	178
Figure 78. Diagramme d'interfaces de contrôle du démonstrateur : deux modules analogiques PID Sim 960 permettent de fermer la boucle de contrôle PID.....	178
Figure 79. Câblage du boîtier d'entrée/sortie de la carte d'acquisition.	179
Figure 80. Mesure nocturne des photodiodes en quadrature de phase. A gauche : Michelson homodyne classique sans asservissement (figure du haut) et avec asservissement (figure du bas) ; à droite : système en configuration en multi-réflexion ($2N = 4$) non asservi (figure du haut) et asservi (figure du bas). La plage de mesure s'étend sur 8h.	184
Figure 81. Mesures de température absolue et humidité relative prises à la station d'étalonnage pendant les mesures nocturnes de test de stabilité du système (voir aussi Figure 80 et Figure 82)..	184
Figure 82. Mesures de pression prises à la station d'étalonnage pendant les mesures nocturnes de test de stabilité du système (voir aussi Figure 80 et Figure 81).....	185
Figure 83. Paramètres d'amplitude obtenus en fonction de la course du miroir pour une configuration en multi-réflexion. Après soustraction de la droite d'ajustement (cf. Figure 91).	187
Figure 84. Capture d'écran de l'interface virtuelle Labview permettant de piloter la course du miroir et d'acquérir et afficher les signaux en quadrature de phase en temps réel afin pour contrôler leur alignement et étalonnage. Cette interface permet aussi de contrôler les paramètres caractéristiques de la course. Une amélioration du contraste du signal a pu être obtenue suite à une procédure d'alignement itérative.....	188
Figure 85. Capture d'écran des deux signaux en quadrature obtenus suite au réglage fin de l'orientation de la lame quart d'onde et des deux polariseurs en sortie de Michelson homodyne.	188
Figure 86. A gauche : exemple d'acquisition du signal d'interférence PDx en volts et en fonction du temps en secondes pour le système en mono-réflexion et MR avec $2N = 4$. On retrouve bien un rapport de quatre entre le nombre de périodes en configuration de mono-réflexion et le nombre de périodes en multi-réflexion.	189
Figure 87. A gauche : signaux en quadrature mesurés pendant la course nominale ($ddm = 1.83093$ mm, $v = 0.183093$ mm.s ⁻¹ : en noir, mesure en mode « classique », en gris mesure en multi-réflexion avec $2N = 4$. A droite : signaux après réduction des données (cf. relation (100)).	189
Figure 88. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en mono-réflexion et sans asservissement.	190
Figure 89. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en multi-réflexion et sans asservissement.	190
Figure 90. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en mono-réflexion et sans asservissement.	191
Figure 91. Evolution des amplitudes A_x , A_y mesurées et calculées pendant une course nominale en multi-réflexion et sans asservissement.....	191

Figure 92. Evolution de la phase résiduelle p_0 mesurée et calculée pendant une course nominale sans asservissement. En haut : mesures de la configuration en mono-réflexion. En bas : mesures de la configuration en multi-réflexion.....	192
Figure 94. Captures d'écran des mesures en sortie du détecteur de position. L'image de gauche montre les deux signaux de pointage acquis lorsque le miroir d'échantillonnage est en repos ; l'image de droite montre les deux signaux de pointage lorsque le miroir d'échantillonnage est en mouvement ; des interférences parasites.	195
Figure 95. Mesure de la position (en haut) et de la puissance (en bas) du faisceau laser sur la surface du détecteur de position. Les deux configurations sous études sont aussi représentées : les graphiques à gauche représentent les données acquises en mono-réflexion tandis que les graphiques à droite celles en multi-réflexion. La campagne de mesures a été réalisée dans les conditions décrites par le paragraphe 18.1.1 (voir aussi Figure 80).....	195
Figure 96. Courbes de calibration de la réponse linéaire des commandes sur l'axe X des piézo-actionneurs PI S-330.L. Les plages de consigne sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le Michelson classique et le Michelson à multi-réflexions avec $2N = 4$	196
Figure 97. Courbes de calibration de la réponse linéaire des consignes sur l'axe Y de des piézo-actionneurs PI S-330.L. Les plages de consignes sur l'axe Y sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le Michelson classique et le Michelson à multi-réflexions avec $2N = 4$	196
Figure 98. Cycle d'hystérésis mesurée sur l'axe X pour une plage de positions de ± 100 μm , ± 50 μm et ± 25 μm en sortie du détecteur (figures de haut en bas respectivement) et pour les configurations monoréflexion (à gauche) et multi-réflexion (MR, à droite).....	198
Figure 99. Cycle d'hystérésis mesurée sur l'axe Y pour une plage de positions de ± 100 μm , ± 50 μm et ± 25 μm en sortie du détecteur (figures de haut en bas respectivement) et pour les configurations monoréflexion (à gauche) et multi-réflexion (MR, à droite).....	199
Figure 100. Courbes de diaphonie mesurée sur l'axe Y. Les plages de consignes sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le Michelson classique et le Michelson à multi-réflexions avec $2N = 4$	201
Figure 101. Courbes de diaphonie mesurée sur l'axe X. Les plages de consignes sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le Michelson classique et le Michelson à multi-réflexions avec $2N = 4$	201
Figure 102. Capture d'écran de l'interface virtuelle Labview permettant de caractériser le système de piézo-actionneurs.	202
Figure 103. Réponse en fréquence (amplitude en dB et phase en degrés) des axes X et Y mesurée sur le capteur de position et pour une consigne sous forme de bruit blanc (amplitude 0.1 V, fréquence 2.5 kHz), envoyée sur l'axe X du piézo-actionneur. Les mesures ont été réalisées pour le système en multi-réflexion et en mono-réflexion.	205
Figure 104. Identification de l'axe X de la platine de piézo-actionneurs : modèle analytique obtenu à partir de la réponse en fréquence mesurée (voir Figure 103).....	205
Figure 105. Réponse en fréquence (amplitude en dB et phase en degrés) des axes X (en bleu) et Y (en vert) mesurée sur le capteur de position et pour une consigne sous forme de bruit blanc envoyée sur l'axe Y du piézo-actionneur. Les mesures ont été réalisées pour le système en multi-réflexion et en mono-réflexion.....	206
Figure 106. Identification de l'axe Y de la platine de piézo-actionneurs : modèle analytique obtenu à partir de la réponse en fréquence mesurée (voir Figure 105).....	206

Figure 107. Réponses indicielles à des échelons d'amplitude $V_{in} = 0.1$ V pour chacun des axes de l'actuateur (axe X en bleu, axe Y en vert) mesurées sur le capteur de position. Le stimulus a été mis à l'échelle suivant les paramètres de conversion retrouvés dans le paragraphe 18.2.1.....	207
Figure 108. Modélisation de l'axe X du piézo actuateur. En haut : comparaison entre les modèles de réponse indicielle obtenus par identification FRF (Frequency Response Function) analytique et par identification ARX de la réponse indicielle en monoréflexion (à gauche) et multiréflexion (à droite). En bas : erreur obtenu sur chacun des modèles sur les systèmes en mono (erreur moyenne ARX ~ 4%; erreur moyenne FRF ~ 12%) et multi réflexion (erreur moyenne ARX ~ 1%; erreur moyenne FRF ~ 3%).....	208
Figure 109. Modélisation de l'axe Y du piézo actuateur. En haut : comparaison entre les modèles de réponse indicielle obtenus par identification FRF (Frequency Response Function) analytique et par identification ARX de la réponse indicielle en monoréflexion (à gauche) et multiréflexion (à droite). En bas : erreur obtenu sur chacun des modèles sur les systèmes en mono (erreur moyenne ARX ~ 26%; erreur moyenne FRF ~ 22%) et multi réflexion (erreur moyenne ARX ~ 11%; erreur moyenne FRF ~ 20%).....	208
Figure 110. Ecart entre les modèles FRF et ARX identifiés : l'écart moyen pour l'axe X est de ~ 2 % (monoréflexion) et de ~ 16 % (multiréflexion) ; l'écart moyen pour l'axe Y est de ~ 62 % (monoréflexion) et de ~ 8 % (multiréflexion).....	209
Figure 111. A gauche : module SIM 960 ; à droite : capture d'écran des réponses oscillatoires suite à l'incrément du gain linéaire du système à partir desquelles on obtient les paramètres du régulateur PID par la méthode Ziegler-Nichols.....	210
Figure 112. Mesures nocturnes du système avec asservissement pour les configurations en mono-réflexion (en haut) et en multi-réflexion (en bas). Ces acquisitions ont été réalisées avec le même échantillonnage, et pour la même durée que les mesures sans asservissement représentées sur la Figure 95. La campagne de mesures a été réalisée dans les conditions décrites par le paragraphe 18.1.1 (voir aussi Figure 80).....	211
Figure 113. Réponse théorique de l'organe de commande PI à partir des modèles identifiés dans le paragraphe 18.2.4, et synthétisé avec les paramètres empiriques du Tableau 34 à une perturbation de type échelon.....	212
Figure 114. Déviations angulaires mesurées en mono-réflexion exprimées en micromètres sur la surface du détecteur de position, en fonction de la course d'échantillonnage du miroir correspondant à une différence de marche optique et vitesse nominales. La courbe bleue représente l'axe X mesuré sur le détecteur de position, alors que la courbe verte représente l'axe Y.	214
Figure 115. Déviations angulaires mesurées en multi-réflexion exprimées en micromètres sur la surface du détecteur de position, en fonction de la course d'échantillonnage du miroir correspondant à une différence de marche optique et vitesse nominales. La courbe bleue représente l'axe X mesuré sur le détecteur de position, alors que la courbe verte représente l'axe Y. Les mesures en multi-réflexion ont été recalées au facteur d'amplification réglé $2N = 4$. Ces mesures sont en accord total avec les résultats obtenus dans le cas classique (superposé en couleur claire sur chacune des deux graphiques).	215
Figure 116. Déviations angulaires induites par les effets de tangage et de lacet induits par la platine de translation pendant la course du miroir. Les déviations en multi-réflexion (représentées en μ rad par les courbes bleue – axe X- et verte –axe Y-) ont été mises à l'échelle après soustraction des droites de meilleur ajustement obtenues dans les mesures représentées dans la Figure 115. Les mesures en configuration en mono-réflexion sont superposées (en couleur claire) après soustraction des droites de meilleur ajustement obtenues dans les mesures représentées par la Figure 114, Elles présentent un très bon accord entre elles, et montrent l'existence d'une erreur angulaire systématique dans la platine qui se reproduit tous les 0.5 mm.	216

Figure 117. Mesures brutes des signaux en quadrature en configuration classique (à gauche) et en multi-réflexion (à droite): en noir la courbe représente la mesure sans asservissement ; en rouge la courbe représente la mesure avec asservissement.	217
Figure 118. De haut en bas : mesure de l'écart entre la différence de marche mesurée en nm et la droite d'ajustement idéale en fonction du déplacement du miroir (exprimé en nm); mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en mono réflexion et sans boucle de régulation.....	219
Figure 119. De haut en bas : mesure de l'écart entre la différence de marche mesurée e nm et la droite d'ajustement idéale en fonction du déplacement du miroir (exprimé en nm); mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en multi réflexion et sans boucle de régulation.	220
Figure 120. De haut en bas : erreur mesurée sur la ddm ; spectre de d'erreur mesurée sur la ddm; ddm filtrée par un filtre à différence seconde (dérivée) ; densité spectrale du bruit ; densité spectrale en sortie du signal d'erreur du détecteur de position. Ces mesures se correspondent aux tests réalisés sans asservissement.	221
Figure 121. Répétabilité de la course du miroir en mono-réflexion et multi-réflexion et sans asservissement.	222
Figure 122. De haut en bas : mesure de l'erreur entre la différence de marche mesurée et la droite d'ajustement idéale ; mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en mono réflexion et avec boucle de régulation.....	224
Figure 123. De haut en bas : mesure de l'erreur entre la différence de marche mesurée et la droite d'ajustement idéale ; mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en multi réflexion et avec boucle de régulation.....	225
Figure 124. De haut en bas : erreur mesurée sur la ddm ; spectre de l'erreur mesurée sur la ddm; ddm filtrée par un filtre à différence seconde (dérivée) ; densité spectrale du bruit ; densité spectrale en sortie du signal d'erreur du détecteur de position. Ces mesures se correspondent aux tests réalisés sans asservissement.	226
Figure 125. Répétabilité de la course du miroir en mono-réflexion et multi-réflexion et avec asservissement.	227
Figure 126. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en mono-réflexion et avec asservissement.	228
Figure 127. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en multi-réflexion et avec asservissement.	228
Figure 128. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en mono-réflexion et avec asservissement.	229
Figure 129. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en multi-réflexion et avec asservissement.....	229
Figure 130. Evolution de la phase résiduelle p_0 mesurée et calculée pendant une course nominale avec asservissement. En haut : mesures de la configuration en mono-réflexion. En bas : mesures de la configuration en multi-réflexion.....	230

Figure 131. Schéma optique du système de métrologie tracé sous ZEMAX. L'ensemble des optiques passives : cubes séparateurs, polariseurs, lames de retard, la lentille et le miroir fixe sont tenues dans un bloc compact, sans avoir besoin d'éléments de support mécanique.....	241
Figure 132. Vue d'ensemble des différents composants du mini-banc optique de métrologie IFTSUV.	242
Figure 133. Vue d'ensemble de la structure du mini-banc de métrologie de l'instrument IFTSUV. La structure en Titane TA6V peut être réduite à un volume cylindrique dont le diamètre est de $d \sim 60$ mm et la hauteur est de $h \sim 126$ mm, et une masse de ~ 245 g. La dynamique est assurée par l'actionneur Nexline 111 fabriqué par PI. L'entraînement du mouvement se fait par une liaison multi-guidage à triple parallélogramme déformable. La structure sera dimensionnée en fonction des besoins de course OPD, de vitesse, et de tenue aux vibrations.....	242
Figure 134. Illustration de l'erreur hors-plan des structures à parallélogramme déformable (courtoisie de PI). Les flexions basiques à parallélogramme entraînent un déplacement arqué (déplacement selon un arc) introduisant une erreur de hors plan d'environ 0.1% de la valeur du déplacement. L'erreur peut être estimée par l'équation $\Delta H \approx (\pm \Delta L^2) / 2H$ où ΔH est l'erreurs hors plan (mm), ΔL la distance parcourue (mm) et H la longueur des flexions. Pour des applications où cette erreur est intolérable, un système multi guidage résulte en une erreur nulle d'arcure qui permet une réctitude/planéité dans la gamme du nanomètre et du nanoradian.....	243
Figure 135. Diagramme représentant à gauche la relation entre les rayons diffractés par des traits adjacents ; à droite les diffractions dans les ordres successifs.	255
Figure 136. Illustration du principe du filtrage de l'ISL résultant de l'utilisation d'un système à double réseau, la dispersion en sortie étant nulle.	257
Figure 137. Condition de Littrow pour un seul trait d'un réseau blazé.....	258
Figure 138. Photographies du spectre d'une lampe incandescente telles que parues dans l'article de R.W Wood en 1935. La figure notée comme 3 montre les variations du spectre mesurées en fonction de l'angle d'incidence (de 0° à 46°). Les diminutions d'intensité en fonction de la longueur d'onde correspondent aux anomalies de Wood. La variation de zones d'anomalie de chaque longueur d'onde présente un comportement linéaire avec l'angle.	259
Figure 139. Illustration des différentes zones dans un réseau de diffraction.....	259
Figure 140. Fabrication de réseaux holographiques et forme des réseaux sinusoïdaux gravés (image obtenue par microscope de forces atomiques).....	262
Figure 141. Procédure de fabrication de réseaux de diffraction holographiques.....	262

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Données numériques de référence sur le Soleil.....	37
Tableau 2. Cahier des charges scientifique décrit en section 1.3.1 et section 1.3.2.	60
Tableau 3. Classification des différents postes de bruit.	81
Tableau 4. Ensemble des paramètres qui définissent les optiques du bloc <i>IFTSUV</i> formé par deux réseaux de diffraction (<i>R1</i> et <i>R2</i>) et quatre miroirs plans de repli (+ <i>M</i> , + <i>M'</i> , - <i>M</i> et - <i>M'</i>).	93
Tableau 5. Ensemble des paramètres d'échantillonnage de l' <i>IFTSUV</i>	96
Tableau 6. Caractéristiques du télescope à l'entrée de l' <i>IFTSUV</i> constitué des deux paraboles hors-axe <i>OAP-1</i> et <i>OAP-2</i>	97
Tableau 7. Caractéristiques des optiques du système d'imagerie, formé par l'ensemble des paraboles hors-axe <i>OAP-1</i> , <i>OAP-2</i> et <i>OAP-3</i>	97
Tableau 8. Ensemble des paramètres définissant les spécifications d'imagerie de l' <i>IFTSUV</i>	98
Tableau 9. Résultats obtenus dans le diagramme de spot de la Figure 36.a et la Figure 37. L'ensemble des valeurs de la tache image géométrique est contenue dans le diamètre d' Airy, $d_{Airy} = 13 \mu m$ pour les valeurs extrêmes du champ.	98
Tableau 10. Valeurs calculées du signal en photons arrivés au détecteur intégré sur l' <i>ISL</i> = 3113.74 cm^{-1} (S_{tot}), au maximum ($S\sigma$, pic) et au centre ($S\sigma$, centre) de la raie <i>Ly-α</i> pour les profils de la Figure 18.	107
Tableau 11. Valeurs du <i>SNR</i> de photon calculées au pic et au centre de la raie <i>Ly-α</i> des différents profils de la Figure 18.	107
Tableau 12. Efficacité des optiques de l'instrument pour l' <i>ISL</i> = 4.6 nm centrée sur $\lambda_{\alpha} = 121.567 \text{ nm}$	107
Tableau 13. Taux de modulation en fonction de l'erreur sur le pas d'échantillonnage.	108
Tableau 14. Budget d'erreur et calcul du <i>SNR</i> total.	113
Tableau 15. Ensemble des spécifications définissant le cahier des charges instrumental de l' <i>IFTSUV</i>	114
Tableau 16. Dimensions de l' <i>IFTSUV</i>	115
Tableau 17. Caractéristiques techniques du support de piézo-actuateurs <i>PI-S-330.2SL</i> à deux axes du miroir + <i>M</i>	141
Tableau 18. Caractéristiques techniques du détecteur de position type photodiode à effet latéral (<i>OBP-A-4L</i>) fabriquée par <i>Newport</i>	143
Tableau 19. Avantages et désavantages de chacun des paramètres de réglage du régulateur <i>PID</i>	148
Tableau 20. Effets des variations de température, pression, humidité et CO_2 dans les variations d'index de réfraction de l'air pour des conditions « standards » de laboratoire, soit $T = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P = 0.01 \text{ mbar}$ et une humidité de 50%.....	151

Tableau 21. Caractéristiques techniques des deux détecteurs en quadrature de phase.	154
Tableau 22. Cahier des charges et des spécifications techniques du démonstrateur du système de métrologie.....	167
Tableau 23. Caractéristiques techniques de chacun des deux modules de contrôle analogique <i>PID SIM960</i>	168
Tableau 24. Caractéristiques techniques de la platine de translation <i>PI-405.CG</i> du miroir d'échantillonnage <i>+M</i>	168
Tableau 25. Caractéristiques techniques de la source laser <i>He-Ne</i> de référence.....	168
Tableau 26. Résumé du plan de test du démonstrateur.....	180
Tableau 27. Budget dépensé dans le banc démonstrateur de métrologie <i>IFTSUV</i>	181
Tableau 28. Moyennes et déviations standard calculées pour les paramètres x_0 , y_0 , A_x , A_y , et p_0 de l'ellipse pendant une course nominale en mono-réflexion et multi-réflexion sans asservissement. (1) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens positif de la course ; (2) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens négatif de la course. Les valeurs ont été calculées à partir de la normalisation de données (cf. équation 100).....	187
Tableau 29. Facteurs de conversion calculés à partir des mesures de la Figure 96 et la Figure 97. .	194
Tableau 30. Ensemble des fonctions de transfert modélisées pour la réponse en fréquence du système.	203
Tableau 31. Caractéristiques fréquentielles du système représenté dans la Figure 104 et la Figure 106.	203
Tableau 32. Caractéristiques temporelles du système obtenues à partir de la modélisation de la réponse indicielle du système	204
Tableau 33. Réglage des paramètres PID selon la méthode développée par <i>Ziegler, J.G. et Nichols, N.B. (1942)</i>	209
Tableau 34. Paramètres PID obtenus pour chacun des axes grâce à la méthode empirique de <i>Ziegler-Nichols</i>	210
Tableau 35. Moyennes et erreurs <i>rms</i> calculées pour les paramètres x_0 , y_0 , A_x , A_y , et p_0 de l'ellipse pendant une course nominale en mono-réflexion et multi-réflexion avec asservissement. (1) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens positif de la course ; (2) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens négatif de la course. Les valeurs ont été calculées à partir de la normalisation de données (cf. équation 100).....	223
Tableau 36. Classement de l'impact des erreurs pouvant être rencontrées dans une mesure interférométrique dimensionnelle (d'après le manuel d'utilisateur d' <i>Agilent Technologies, 2002</i>).	231
Tableau 37. Performances sur les mesures linéaires du système.	232
Tableau 38. Performances du système d'asservissement.	232
Tableau 39. Résumé des performances atteintes par la configuration en multi-réflexion.....	234
Tableau 40. Principales propriétés de la transformée de <i>Fourier</i>	250

Tableau 41. Transformation des principales fonctions.251

NOTATIONS ET DEFINITIONS

ACRONYMES

ADC	Analog to Digital Converter (convertisseur analogique numérique)
BS	Beam Splitter
CCD	Charged Coupled Device
CDS	Coronal Diagnostic Spectrometer
CME	Coronal Mass Ejection
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
DDM	Différence de Marche
DESIRS	Dichroïsme Et Spectroscopie par Interaction avec le rayonnement Synchrotron
EIS	Extreme Ultraviolet Imaging Spectrometer
EUI	Extreme Ultraviolet Imager
ESA	European Space Agency
FOI	Faraday Optical Isolator
FOV	Field-Of-View
FRF	Frequency Response Function
GOLF	Global Oscillations at Low Frequencies
H/W	Hardware
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale
IFTS	Imaging Fourier Transform Spectrometer
IFTSUV	Imaging Fourier Transform Spectrometer working in the VUV
IMPACT	In situ Measurements of Particles and CME Transients
ISHS	Imaging Static Heterodyne Spectrometer
ISL	Intervalle Spectral Libre
LASCO	Large Angle and Spectrometric Coronagraph
LEMURE	Large European Module for Solar Ultraviolet Research
LEPD	Lateral Effect Photodiode
LPSP	Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire
LURE	Laboratoire d'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique
MCP	Micro Channel Plate
MDI	Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigations
MR	Multi-Réflexion
NEN	Noise Equivalent Spectral Radiance
QE	Quantum Efficiency (Efficacité quantique)
OAP	Off-Axis Parabola (Parabole hors-axe)
OPD	Optical Path Difference (Différence de chemin optique)
OSO	Orbiting Solar Observatory
PBS	Polarizing Beam Splitter
PD	Photo Diode
PHI	Polarimetric and Helioseismic Imager
PSD	Position Sensitive Detector
PSF	Point Spread Function
PV	Peak to Valley
RD	Reference Document
RMS	Root Mean Square
RT	Real Time
SNR	Signal to Noise Ratio
SECCHI	Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory
SOLEIL	Source Optimale de Lumière d'Energie Intermédiaire de LURE
SOT	Solar Optical Telescope
STEREO	Solar TERrestrial Relations Observatory
SUMER	Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation
TBC	To Be Confirmed
TBD	To Be Determined
TBN	To Be Nominated
TBW	To Be Written
TRACE	Transition Region and Chromosphere Explorer
TF	Transformée de Fourier
VAULT	Very high Angular resolution ULtraviolet Telescope
VIRGO	Variability of Solar Irradiance and Gravity
VUV	Vacuum Ultra Violet
ZPD	Zero Path Difference

RESUME

L'origine et l'évolution des différentes structures qui peuplent l'*au-delà* de la photosphère du Soleil, ainsi que les processus qui interviennent dans la dynamique et le chauffage de sa couronne demeurent de nos jours assez peu compris. L'inextricable complexité inhérente aux phénomènes physiques qui gouvernent l'atmosphère externe solaire s'accompagne de l'absence de données adaptées au besoin scientifique. En effet, l'interprétation et la modélisation des « mécanismes » qui raccordent les échanges entre la chromosphère et la couronne dépendent de paramètres d'observation critiques. Il est par exemple essentiel de pouvoir mesurer de larges bandes de températures et densités verticales s'adaptant aux multiples échelles spatiales et temporelles caractéristiques des différents événements qui se déroulent dans le Soleil. La compréhension de la dynamique des plasmas repose aussi sur l'analyse *Doppler* de la scène observée. Ceci implique notamment la capacité de combiner des techniques de spectroscopie et d'imagerie simultanément dans le temps. Pour la couronne, le passage à l'*UV* spatial est incontournable, et relève d'un véritable défi technique. Malgré les excellents progrès technologiques, l'étude *UV* du Soleil est une science relativement récente, et aucune mission spatiale solaire n'a pu fournir jusqu'à présent une spectro-imagerie combinée et simultanée dans le domaine spectral qui nous intéresse. C'est pour répondre à cette attente que l'étude d'un nouveau dispositif appelé *IFTSUV* (abréviation de *Imaging Fourier Transform Spectrometer working in the far UV*), est présentée dans cette recherche.

Malgré l'absence de missions d'opportunité dans l'horizon proche, les travaux de thèse se sont déroulés suivant le plan de l'action *R&T* du CNES R-S11/OT-0004-040, concernant la définition d'un spectro-imageur à transformée de *Fourier* dans l'*UV* lointain, et la réalisation en laboratoire d'un démonstrateur de métrologie dédié, pierre angulaire de la faisabilité technique de l'instrument.

Ainsi, partant de la détermination du besoin scientifique et de la justification du choix technique, le premier objectif de cette étude est de concevoir un modèle instrumental préliminaire complet de l'*IFTSUV*. La spécification technique est fondée sur le calcul de dimensionnement et l'évaluation théorique des spécifications en termes de précision spectrale, qualité de l'image et rapport signal sur bruit. A travers l'identification des points durs, la réalisation d'une métrologie d'asservissement du miroir d'échantillonnage apparaît tout naturellement, comme un besoin intrinsèque de la validation du concept. En effet, l'acquisition de l'interférogramme doit se faire de manière rigoureusement constante et le pas d'échantillonnage doit être connu avec une grande exactitude, car il fixe les nombres d'onde pour lesquels les spectres bruts sont calculés. Le maquetage d'une solution métrologique constitue donc le deuxième objectif de ce travail. L'architecture optique mise en place a été choisie afin de satisfaire les besoins de stabilité angulaire ($< 2.5 \mu rad$) et de précision linéaire ($< 8 nm$) discernés, et testée en laboratoire. Les résultats sur la maquette valident le concept, même si ses performances s'éloignent des prédictions théoriques. L'évaluation expérimentale des performances permet d'établir des solutions aux problèmes rencontrés qui convergent vers l'optimisation et le prototypage d'un système pouvant être intégré dans une application spatiale.

Mots clés : Physique solaire, *UV* lointain, Spectro-imagerie à transformée de *Fourier*, Métrologie.

ABSTRACT

The origin and evolution of the different structures that inhabit beyond the Sun's photosphere, as well as the processes involved in the dynamics and the heating of the corona remain quite unknown. The inextricable complexity of the physical phenomena that govern the solar outer atmosphere is accompanied by the lack of suitable data adapted to the scientific need. Indeed, the interpretation and the models of the mechanisms that connect the exchanges between the chromosphere and the corona depend on critical observational parameters. It is for example essential to measure broad bands of vertical temperature and density ranges that fit the multiple spatial and temporal scales that are characteristic of the different events that take place in the Sun. The understanding of the dynamics of the plasma must be also based on the Doppler analysis of the observed scene. That implies the ability to combine time resolved spectroscopic and imaging technologies. Moreover, space is the place to observe the far *UV* corona and that implies a real technical challenge. Despite excellent advances in technology and instrumentation, the study of the Sun in the far *UV* is a fairly recent science. To date, no solar space mission could provide a combined and simultaneous diagnostic of both observables in the spectral range of interest. It is because of these expectations that the study of a new device called *IFTSUV* (the acronym of Imaging Fourier Transform Spectrometer working in the far *UV*) is presented in this research.

Despite the lack of opportunity missions on the near horizon, these thesis works have been conducted thanks to the *R&D* funding *R-S11/OT-0004-040* from the *CNES*, concerning either the definition of an imaging Fourier transform spectrometer in the far *UV*, or the realization of a laboratory metrology demonstrator that is the cornerstone of the instrument's feasibility.

Thus, starting from the definition of the scientific requirements that lead to the technical choice, the first objective of this study is to develop a preliminary instrumental model of the *IFTSUV*. The overall technical and design specifications are based in theoretical calculations that have been expressed in terms of spectral accuracy, image quality and signal to noise ratio. Throughout the identification of difficult points, the realization of a servo-metrology system dedicated to the sampling mirror appears naturally as an intrinsic need of proof of concept. Indeed, the wavenumbers from the raw spectra are set by the interferogram. That implies that acquisition must be rigorously constant and that the sampling steps must be known with high accuracy. The mockup of a metrological solution is therefore the second objective of this work. The optical breadboard architecture under test has been chosen to meet the needs of angular stability ($< 2.5 \mu rad$) and linear accuracy ($< 8 nm$). The results on the demonstrator validate the concept even if its performances are away from the theoretical predictions. The experimental performance evaluation is used to establish solutions to the instrumental problems encountered. That converge to the optimization and prototyping of a system that could be integrated in a space based application.

Keywords : Solar physics, Far *UV*, Imaging Fourier transform spectrometer, metrology.

REMERCIEMENTS:

Cette thèse ne se serait jamais menée jusqu'au bout sans l'existence des personnes citées par la suite et auxquelles je m'appête à remercier.

Je voudrais en premier lieu pouvoir remercier mon directeur de thèse Thierry Appourchaux, ainsi qu'à mes co-encadrants Jean-Claude Vial et Anne Philippon. C'est grâce à Jean-Claude et Anne que j'ai pu venir en France démarrer cette thèse. Ce n'est pas tous les jours que l'on a l'opportunité de travailler côte à côte avec une personne brillante comme Thierry, je lui en suis énormément reconnaissante et admirative pour toute son aide et ses conseils, mais aussi de m'avoir transmis ses connaissances dans l'ensemble des disciplines qui concernent le développement d'un projet spatial. Au-delà de tout ça tu resteras aussi un ami pour moi.

Je voudrais aussi remercier très chaleureusement Philippe Lemaire et Jean-Pierre Maillard pour leur participation aux nombreuses réunions et leur avis d'expert qu'ils ont voulu partager avec moi.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury. Merci aux deux rapporteurs : Don Hassler et Pierre Rochus, qui ont eu la patience et le temps de lire mon manuscrit de thèse et la gentillesse de vouloir se déplacer depuis leur pays pour venir à ma soutenance. Merci de même à mes examinateurs Yann Ferrec et Nelson de Oliveira qui ont apporté des avis et des corrections dans les moindres détails. Je remercie aussi Laurent Verstraete d'avoir assuré la présidence de ce jury de thèse.

Je veux remercier sincèrement Thierry V. de Thalès Alenia Space et Clément L. du CNES qui m'ont fait l'honneur de participer à ma soutenance. Je profite aussi pour remercier le co-financement de ma thèse de la part du CNES et de Thales Alenia Space, mais aussi Christophe Buisset (de chez Thales), car même s'il ne savait pas ce que c'est qu'un lance-poulet, il a toujours été disponible pour me donner de bons conseils techniques que j'ai toujours beaucoup apprécié.

Je voudrais remercier de façon générale l'expérience professionnelle mais aussi humaine que j'ai pu vivre au sein d'un laboratoire comme l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay. Je remercie plus particulièrement l'ensemble des personnes qui conforment l'équipe de physique solaire et stellaire de l'IAS pour leur accueil chaleureux ainsi que leur soutien. Notamment à Patrick B. et Fred B. pour leur bonhomie et leurs anecdotes sur leur expérience à la Laguna qui m'ont toujours rapproché de mon petit pays. Mais aussi de m'avoir fait confiance en m'avançant « les tunes pour le matos de la manip ». A Karine B., Fred A. et Susanna P. pour leur humour. Aux nouveaux arrivés, Aurélien C. et Carlos D. qui ont toujours su me faire parvenir de très bons conseils. A mes très chers compagnons de bureau: à la brillante et ensoleillée Chloé G., à Romain M. pour ses aventures et sa sagesse, et à Vincent J. pour ses anecdotes rigolotes et ses tours de magie. Aux thésards collègues de métier : Julián R., Olivier D., et Vincent B., Antoine M. pour les « thérapies de groupe » instrumentaliste, et l'ensemble des discussions techniques qui m'ont bien inspiré pour avancer : vous êtes trop forts ! Je voudrais faire coucou aussi à la belle Anouck O., et autres thésards avec lesquels j'ai pu partager des petits moments rigolos. Ah ! et à Seb F. de venir nous interrompre dans le bureau de temps en temps (tu vas nous manquer !). Je voudrais

aussi remercier mes deux stagiaires : Thibault V. et Anaëlle D. qui ont contribué avec leur motivation et travail à l'avancement de mes recherches, et auxquels je leur souhaite un avenir plein de succès.

Je souhaiterais de même remercier Elie S. pour toutes nos pauses repas et nos conversations en « fragnol » qui m'ont toujours permis de décompresser un peu. Un très grand merci pour toute l'aide technique qu'a pu m'apporter Karin D. lors de la mise en place des interfaces de contrôle de l'expérience (et pour les petits concerts ensembles !). Dans ce sens-là le remercie aussi les interventions de Samuel P. et Monsieur Bonnet car j'ai beaucoup appris grâce à eux des nombreuses astuces et manipulations de Labview. De même, merci à Daniel A. et Jerem J. d'avoir su gérer à temps mes petits soucis informatiques.

A la station d'étalonnage André C. et son équipe m'ont fait sentir « comme chez moi » en mettant à ma disposition tout ce dont j'ai eu besoin, et c'est pour cet accueil et « cocounnement » que je veux aussi leur dire merci.

J'ai ici à cœur de remercier Mehdi B. pour ses idées géniales, son enthousiasme et son énorme encouragement tout au long de ma thèse. Si j'ai pu finir ce travail c'est en grande partie grâce à toi. Merci également pour toute leur aide technique et leur expérience à : Cydalise D. (et à son sourire !), J-C (et sa musique !), Manou (et ses doigts de fée !), François L. (et son whisky !), Véro H. (et les pauses clope !), Vincent C. (qui m'a un jour sauvé la vie !), Yuying L. (et sa gentillesse !), Vincent H. (et son génie !), Fanny Cabbé (et ses dessins !), Bruno&Nicolas (et leur jolies pièces!)...

Je voudrais finalement remercier la constellation d'amis qui ont toujours inspiré mon univers grâce aux moments délirants que j'ai pu partager avec eux, ainsi qu'à leur soutien dans les moments difficiles, et même lorsque la distance a pu nous séparer. Je parle bien des personnages suivants:

Le « Chispi-chispi team » : organisation d'individus hautement inventive, basée à Madrid, et grâce à laquelle j'ai pu me retrouver dans les situations les plus drôles de ma vie...Les triples C (Camillo ! Carolo ! Céline !) mais aussi à Leo I. car malgré le peu de temps que j'ai pu passer avec elles sur cette fin de thèse, c'est grâce à ce petit groupe de jolies filles que j'ai pu trouver le confort et la familiarité lors de mon arrivée dans Paris. A la colloque à laquelle je remercie leur soutien, leur sympathie et de m'avoir laissé les squater de temps en temps, merci beaucoup Sophie, Aurore et Alex. A mes amis pour toujours Frutos, Guerra, Juan, Elena, Chava ; et mes amis des « vacances » : Tony, Marta, Rayco, Ru, Borja...je me sens sincèrement ravie de vous avoir tous rencontré. J'ai beaucoup pensé aussi à « mes filles » : Leti et Esther, vous êtes les meilleures ! Mais aussi à mes très chers et aimés Alba et Anton. Un remerciement spécial est aussi destiné à la petite équipe de génies qui constituent le laboratoire d'optronique à l'INTA. Sans cette expérience que j'ai partagé avec eux à Madrid je ne serais jamais parvenue à découvrir l'univers du spatial, et je leur souhaite le meilleur dans l'avenir.

Je remercie bien évidemment mon père, ma mère, ma sœur, ainsi que Dani pour leur amour et leur enthousiasme inépuisable et contagieux.

INTRODUCTION



Cette introduction se veut didactique afin de donner au lecteur une vue d'ensemble des problématiques abordées par la physique qui s'intéresse aux études de l'atmosphère chaude du Soleil. Les observations dans l'*UV* permettent le diagnostic des plasmas fortement ionisés caractéristiques de la chromosphère, la région de transition et la couronne. Une revue succincte des différentes missions spatiales dédiées à l'observation de l'atmosphère solaire est présentée. Le cahier des charges d'un scénario représentatif du besoin scientifique est exposé. L'instrument spectro-imageur envisagé a pour fonction de réaliser une cartographie spectrale des régions actives du Soleil et de résoudre dans le temps et dans l'espace l'évolution, parfois violente, de la densité et la température des différentes structures de plasma. L'intervalle spectral d'observation sera centré sur la raie d'émission *Lyman α* . La conception et réalisation d'un tel instrument dans le domaine *UV* lointain présentent des difficultés techniques qui sont aussi abordées. Le fil rouge du manuscrit est exposé en fin d'introduction.

1. DESCRIPTION DU BESOIN SCIENTIFIQUE

1.1. DE DEUX CHOSES LUNE L'AUTRE LE SOLEIL

Notre Soleil est une petite étoile (naine jaune) parmi les 200 milliards qui composent la *Voie Lactée*. Le diamètre du Soleil est de $1\,319\,000\text{ km}$. Il est en moyenne situé à $150 \times 10^6\text{ km}$ de notre planète, ce qui fait que sa lumière nous parvienne 8 minutes après avoir été émise. Le Tableau 1 donne un aperçu rapide des principales caractéristiques de notre étoile. Sa structure est essentiellement constituée par un noyau d'*Hydrogène* qui s'étend du centre jusqu'à environ 0.25 rayon solaires; et une atmosphère qui peut s'étendre sous forme de vent solaire jusqu'aux confins de notre système solaire (voir Figure 1). Bien que le Soleil ait une composition gazeuse, sa densité et température changent radicalement lorsque l'on s'éloigne de son centre. Pour en savoir plus sur les différentes régions de notre étoile, une description sommaire est développée par la suite.

Tableau 1. Données numériques de référence sur le Soleil.

Caractéristiques du Soleil	
Rayon	$6.9598 \times 10^8\text{ m}$
Masse	$1.989 \times 10^{30}\text{ kg}$
Age	$4.55 \times 10^9\text{ ans}$
Volume	$1.412 \times 10^{27}\text{ m}^3$
Densité Moyenne	$1.409 \times 10^3\text{ kg.m}^{-3}$
Composition moyenne	H (74 %), He (24 %), autres éléments lourds (2%) % de masse
Température au centre	$1.557 \times 10^7\text{ K}$
Température de la photosphère	5708 K
Température de la couronne	$2.3 \times 10^6\text{ K}$
Distance moyenne à la Terre	$1.4959787 \times 10^{11}\text{ m}$

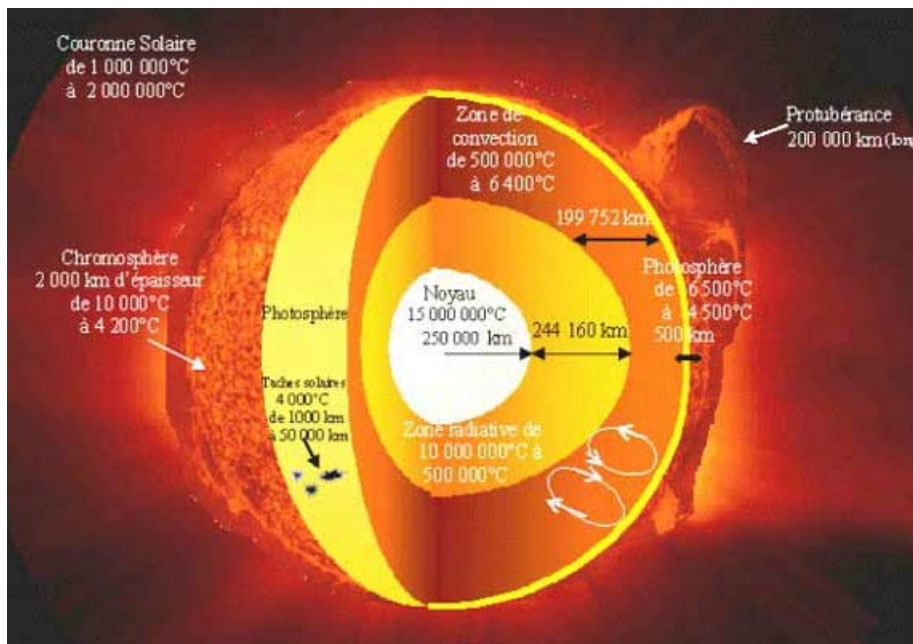


Figure 1. Schéma de la structure du Soleil. De l'intérieur vers la périphérie, le Soleil est constitué d'un noyau source d'énergie de l'étoile ; deux zones de transfert d'énergie vers son atmosphère : la zone radiative et la zone convective ; et quatre couches atmosphériques différentes : la photosphère, la chromosphère, la région de transition (entre la chromosphère et la couronne) et la couronne solaire. Le vent solaire, qui n'est pas illustré dans la figure, est considéré comme une cinquième couche atmosphérique qui s'étend vers le milieu interplanétaire (source : NASA).

1.1.1. La structure interne du Soleil

L'énergie du Soleil provient des réactions nucléaires de fusion de noyaux d'*Hydrogène* en *Hélium* qui ont lieu dans son cœur. Dans ce milieu à grande densité (60% de la masse totale de l'étoile) sont atteints des niveaux de température et de pression extrêmement élevés (de l'ordre de 15 millions de degrés *Kelvin*, et 340 milliards de fois la pression terrestre au niveau de la mer). Une fraction de la masse d'*Hélium* quitte le noyau sous forme de rayonnement γ se dirigeant vers la surface, à 7 millions de *K*. Une fois libérés du noyau, le transfert d'énergie entre le centre vers son atmosphère est de double nature : radiative et convective. Le transfert radiatif est un processus long et complexe car les photons arrivant se retrouvent piégés pendant des millions d'années dans des processus d'absorption et ré-émission jusqu'à arriver à la zone convective sous forme de photons moins énergétiques (~ 1 million de *K*). Dans cette dernière couche interne, située à 0.7 rayon solaires, la température et densité décroissent (jusqu'à ~ 5700 *K* et $\sim 10^{-7}$ $g.cm^{-3}$). Les conditions thermodynamiques à la base de cette région permettent la création d'ions lourds qui rendent le milieu plus opaque. L'énergie est alors transportée par des mouvements verticaux de convection de matière vers la photosphère.

Contrairement à la zone radiative, qui a une rotation uniforme ou « solide », la rotation de la zone convective est différentielle en latitude : elle tourne plus rapidement à l'équateur qu'aux pôles. On appelle tachocline la fine zone d'interface (épaisseur estimée ~ 3000 *km*) entre ces deux régimes de rotation. Elle est supposée jouer un rôle important dans les mécanismes de production du champ magnétique solaire par l'effet dynamo qui donne lieu à une inversion de la polarité du champ magnétique au cours d'un cycle d'activité solaire qui dure en moyenne 11 ans. L'activité du Soleil est en forte corrélation avec l'intensité de son rayonnement (voir Figure 2 et Figure 14). Le fait que la zone de convection est opaque rend les observations des couches internes du Soleil inaccessible. Le seul moyen d'observation

(indirecte) permettant d'ausculter le cœur de notre étoile est l'héliosismologie. Cette branche récente de la physique solaire étudie les modes propres de résonance caractéristiques, par exemple, d'oscillations issues des mouvements de turbulence convective se propageant dans l'atmosphère. Il s'agit d'une science en fulgurante évolution qui a permis de sortir de la modélisation purement théorique dans laquelle semblait la physique de la structure interne du Soleil.

1.1.2. L'atmosphère du Soleil

Tout comme pour notre Terre, l'atmosphère du Soleil a une structure stratifiée (voir Figure 1 et Figure 8). L'atmosphère solaire comporte quatre régions : la photosphère, la chromosphère, la couronne, et la région de transition entre les deux. L'héliosphère est dominée par les courants de vent solaire et le champ magnétique qu'il entraîne avec lui. Chacune de ces couches possède son « propre caractère » thermodynamique, et abrite un vaste bestiaire de structures et phénomènes issus de l'interaction avec le magnétisme solaire (voir Figure 8 et Figure 12).

1.1.2.1 La photosphère

La photosphère, épaisse de ~ 500 km, constitue la première couche, ou basse atmosphère du Soleil. Elle possède une température moyenne de $5\,700$ K et émet principalement dans le visible. De ce fait (et contrairement aux observations dans l'UV, rayonnement qui est complètement absorbé par notre atmosphère) la photosphère a pu être sondée depuis l'invention des premiers télescopes. Elle a une apparence irrégulière sous forme de cellules granulées (de l'ordre de $100 - 1000$ km de surface, voir Figure 2). La spectroscopie, et l'imagerie en combinaison aux nouvelles techniques en héliosismologie ont montré que ce réseau est animé par la turbulence de la zone de convection. Elle est caractérisée par des cellules de plasma chaud ascendant entouré d'un plasma froid descendant. Le bouillonnement de ces granules agite la photosphère en permanence avec une période d'oscillation de l'ordre de 5 minutes, se propageant sous forme d'ondes acoustiques le long et large du disque solaire (voir Figure 2). A la granulation se superpose la supergranulation (de l'ordre de $30\,000$ km de diamètre) et la mésogranulation qui a une échelle intermédiaire entre la granulation et la super granulation. Cette activité donne naissance à des gerbes de spicules issues des interstices des cellules supergranulaires.

Les structures les plus représentatives dans la photosphère sont cependant les taches solaires : des régions localement plus froides ($T \sim 3\,700 - 4\,000$ K) abritant un champ magnétique intense (~ 0.3 T) dont l'origine exacte n'est pas encore claire. Chaque tache comporte deux régions : une zone centrale appelée l'ombre, et une zone périphérique, ou pénombre. Leur diamètre varie de $5000 - 50\,000$ km. Le champ magnétique est plus intense et plus vertical dans l'ombre des taches, et moins intense et presque entièrement horizontal dans la pénombre. Les parties qui bordent les taches sont appelées facules photosphériques, ayant une température d'environ $6\,000$ K. Les premières observations de taches ont permis de déduire l'existence de la rotation différentielle ainsi que du cycle d'activité du Soleil. Les taches solaires sont des structures de nature transitoire : leur nombre, leur taille et leurs coordonnées sont intimement liées à l'activité du Soleil (voir Figure 2). Elles apparaissent au début d'un cycle magnétique à des latitudes Nord-Sud élevées, où convergent les lignes de champ plus intenses. Le nombre de taches émergentes dans la photosphère passe par un maximum tous les 11 ans environ, puis diminue en se déplaçant vers l'équateur au cours de l'évolution d'un cycle complet. Cette dynamique s'accompagne d'une inversion de polarisation magnétique des taches (et du Soleil) entre deux cycles successifs mais aussi par de nombreuses manifestations dans les couches supérieures de l'atmosphère de notre étoile. Les taches solaires se présentent sous

forme d' « archipels » (groupes de taches) ou aussi de paires de polarité magnétique opposée. Des arches de champ magnétique confinent le plasma en reliant les régions de polarité Nord-Sud. Lorsque la pression magnétique sous la zone de convection est très forte, des boucles de champ ancrées aux deux extrémités des taches s'élèvent à travers l'atmosphère solaire jusqu'à la couronne. De même, les régions actives se développent de la photosphère à la couronne, au-dessus et autour des taches, lorsque les forts champs magnétiques émergent de l'intérieur du Soleil. Les filaments se retrouvent souvent emmêlés entre ces lignes de champ. Les éruptions solaires se voient ainsi fréquemment déclenchées à l'issue de brisures violentes du champ magnétique en surface. Bien que la naissance de l'ensemble de ces phénomènes puisse être indépendante de l'émergence de taches dans la photosphère, leur existence est généralement corrélée aux périodes et aux régions caractérisées par une forte activité magnétique.

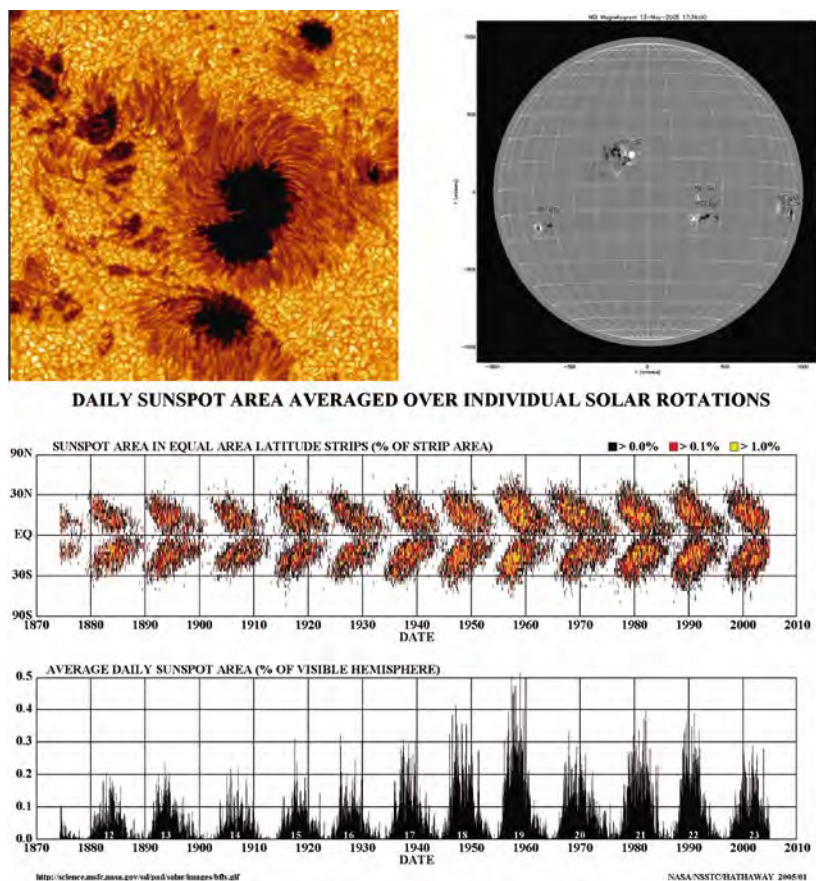


Figure 2. En haut à gauche : groupe de taches entouré par des cellules de granulation convectives visibles à la surface du Soleil et observé grâce au télescope terrestre *Swedish 1 meter Solar Telescope* depuis La Palma (îles Canaries). En haut à droite : magnétogramme indiquant les polarités des régions magnétiques des groupes de taches solaires : les zones noires représentent des régions où le champ magnétique s'éloigne de l'observateur (polarité négative); dans les régions blanches les lignes de champ magnétique pointent vers l'observateur (polarité positive). Les zones grises correspondent à des régions sans champ magnétique détectable par l'instrument (source : *ESA-NASA, Instrument MDI/SOHO*). En bas : l'image du haut est un diagramme de *papillon* montrant la variation de la latitude d'apparition des taches solaires entre les années 1870 et 2010 pour les deux hémisphères solaires. L'image du bas montre l'évolution temporelle du nombre de taches pendant la même période. On peut constater que l'évolution des taches dépend du cycle d'activité solaire (source : *NASA*).

1.1.2.2 La chromosphère

La chromosphère est la région de l'atmosphère solaire située immédiatement au-dessus de la photosphère. Il s'agit d'une couche fine (~2 500 km). C'est à cette altitude atmosphérique, que le régime thermodynamique du Soleil commence à devenir énigmatique : au fur et à mesure que l'on se rapproche de sa limite supérieure, la densité décroît rapidement (jusqu'à 10^{-4} fois moins dense que la photosphère), alors que sa température s'élève de 6 000 K à 20 000 K. D'après une logique thermodynamique élémentaire, si l'atmosphère inférieure est plus froide il est impossible que le plasma chaud de la couche extérieure soit chauffé par conduction thermique : quels sont alors les mécanismes de transport d'énergie qui alimentent la chromosphère ? Il est admis de nos jours que certains mécanismes liés à la reconnexion magnétique ou les ondes d'*Alven* peuvent chauffer le plasma localement à des températures très élevées cependant le bilan énergétique fourni par les modèles reste incomplet. Ce paradoxe thermique atteint son paroxysme dans la zone de transition qui fusionne la chromosphère à la couronne où les températures s'élèvent jusqu'à des valeurs atteignant le million de degrés (voir paragraphe 1.1.2.3 et paragraphe 1.1.2.4).

Aux températures de la chromosphère, le plasma est beaucoup plus ionisé que dans la photosphère, et il apparaît quasiment transparent pour le rayonnement visible continu. Les raies d'émission et absorption que l'on observe alors sont celles des éléments pour lesquels cette atmosphère est opaque, notamment celles des émissions de l'*Hydrogène*, l'*Hélium*, le *Calcium* et le *Fer* ionisés.... En particulier, la couleur qui donne son nom à la chromosphère est celle de l'émission *H alpha* ($H\alpha$, 636.5 nm voir Figure 11) observée au-dessus du disque solaire lors des éclipses. Le rayonnement *VUV* continu 150-200 nm et les raies *H* et *K* du *Magnésium* ionisé, et *Lyman alpha* de l'*Hydrogène* (cf. paragraphe 1.2.1) permettent également de sonder la chromosphère.

La spectroscopie et l'imagerie dans ces différentes raies, révèlent des nouvelles structures chromosphériques. Les taches, qui sont aussi visibles dans la chromosphère, apparaissent entourées de plages faculaires, prolongements brillants des facules de la photosphère à travers lesquelles est observable l'activité magnétique. A grande échelle on peut distinguer une structure cellulaire : le réseau chromosphérique qui est un ensemble de points brillants se regroupant principalement sur les « vortex intenses » en périphérie des supergranules (voir Figure 3).

C'est dans la chromosphère que la naissance de quelques-unes des principales structures dynamiques du Soleil telles que les spicules ou les protubérances (aussi appelés filaments quand ils sont observés dans le disque) est identifiée.

Les spicules bordent le réseau chromosphérique (voir Figure 3). Ce sont des structures verticales éjectées à la périphérie des supergranules de la photosphère sous-jacente. Plus de 100 000 de spicules sont actives en permanence dans le Soleil. Ces structures traversent la chromosphère et émergent dans la couronne à des vitesses de l'ordre de 25 km.s^{-1} , telles que des « petits » vases communicants mesurant de 9 à 10 000 km en hauteur et des diamètres inférieurs à 200 km. Elles sont observées sur le disque mais sont aussi visibles au limbe dans la raie d'émission $H\alpha$. La découverte récente des spicules de type II, caractérisées par des vitesses plus élevées ($\sim 100 \text{ km.s}^{-1}$) a mis en évidence la possibilité d'une libération d'énergie magnétique qui chauffe et expulse de la matière au niveau de la couronne. La température observée dans les spicules dites « classiques » est constante et à $T \sim 15\,000 \text{ K}$ le long de la structure alors que des températures des spicules type II sont de l'ordre des températures coronales. Cependant, les estimations des températures et des densités le long de ces structures et jusqu'à la surface coronale, basées sur les mesures des

asymétries *Doppler* observés dans les raies *EUV*, sont encore en débat. Si les structures sont bien à haute température, les spicules pourraient transporter de la matière dans la haute atmosphère solaire y compris la couronne, mais cela n'expliquerait toujours pas comment cette matière est chauffée.

Les filaments sont des grandes extensions (jusqu'à des centaines de milliers de kilomètres de surface) de plasma très dense et froid ($T \sim 5\,000\text{--}8\,000\text{ K}$) suspendu par des forts champs magnétiques (voir Figure 3 et Figure 20). Ces structures sont principalement observées dans les raies chromosphériques mais leur corps, qui peut atteindre des altitudes impressionnantes allant de $10^4 - 10^5\text{ km}$, s'élève jusqu'à la couronne. Comme ils sont plus froids, ils sont vus comme des structures sombres dans le disque (en *H α* en particulier), alors qu'on peut les observer comme des structures brillantes appelées protubérances lorsqu'on les observe au limbe (voir Figure 3). La morphologie des protubérances est très variée (arches, points, draperie, flamme, pilier...): l'étude de la structure fine des protubérances ($10^2\text{--}10^3\text{ km}$ d'épaisseur) permet notamment de dessiner la géométrie des lignes de champ magnétique auxquelles elles sont soumises. Elles peuvent être accompagnées d'une phase éruptive ou aussi se détacher du limbe sous forme d'éjection de matière coronale. Dans ce cas, elles sont souvent observées dans les régions actives mais elles peuvent aussi peupler les régions calmes sous forme de protubérances quiescentes dont la durée de vie peut être de plusieurs mois. Environ 20% des éruptions solaires est associé à la présence de filaments quiescents. La déstabilisation et conséquente éruption de ces structures est théoriquement liée à des phénomènes de reconnexion des lignes de champ magnétique (voir Figure 4). On pourrait dire que le degré de complexité des lignes de champ magnétique, conduisant à des processus de reconnexion magnétique, constitue un des facteurs de risque pour le déclenchement de ce phénomène, cependant cette théorie n'a pu être confirmée par des observations, puisque les méthodes d'observation utilisées ne sont pas de nos jours suffisamment exactes pour mesurer le champ magnétique. Les instruments manquent notamment de résolution spatiale, afin de définir la structure fine filamentaire des lignes de champ, ainsi que de la capacité de déterminer la structure 3D de celui-ci, à cause de l'absence d'informations le long de la ligne de visée. Ces phénomènes éruptifs violents qui se manifestent dans la couronne restent donc mal compris et difficilement prévisibles.

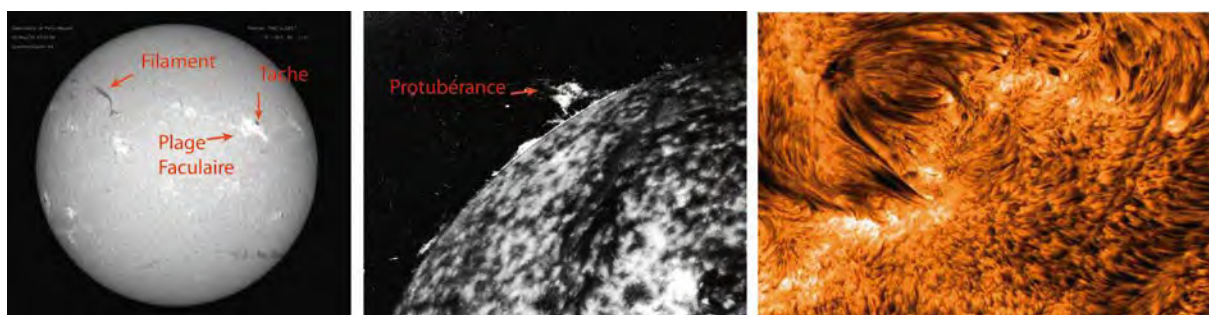


Figure 3. A gauche : image du Soleil en *H α* de la chromosphère (source : Télescope de l'observatoire de Meudon), les filaments apparaissent comme des régions sombres étirées sur la surface solaire ; les régions brillantes entourant les taches photosphériques (encore visibles depuis la chromosphère) sont des plages faculaires qui prolongent les facules de la photosphère. Centre : image *Lyman-alpha* d'une protubérance observée au limbe par la sonde *TRACE* (source : *TRACE*). Le réseau chromosphérique est aussi mis en évidence dans cette image. A droite : détail de la chromosphère observée en *H α* les éléments sombres filiformes à droite de l'image sont des spicules. Les structures brillantes sont des plages, une petite tache solaire peut être identifiée dans la partie supérieure à gauche de l'image (source : *Royal Swedish Academy of Sciences*).

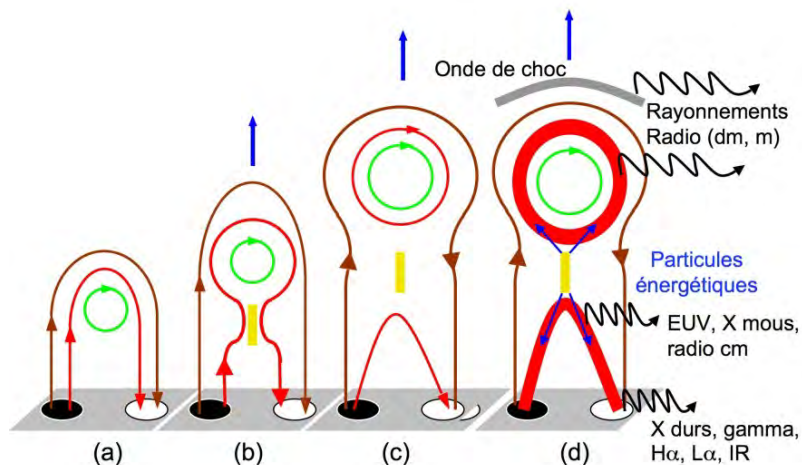


Figure 4. Vue schématique de l'éruption d'une coupe 2D d'un filament et des rayonnements associés. La structure est entourée de son propre champ magnétique (cercle vert) et du champ magnétique ancré dans le Soleil (lignes de force dessinées en rouge et marron, figure (a)). Les mouvements aux « pieds » des champs magnétiques dans la photosphère font monter la structure magnétique du filament, les lignes de force opposées se rapprochent au-dessous du filament (figure (b), rectangle jaune). Une région de très forts courants électriques se développe (figures (b) et (c), rectangle jaune). Dans cette situation les lignes de force subissent une reconnexion magnétique avec deux conséquences : (1) la configuration magnétique confinant le filament monte et fini par se détacher de son ancrage dans la photosphère, le filament s'envole et une éjection de masse a lieu ; si la vitesse de montée est élevée, une onde de choc se forme en amont . (2) Au-dessous de l'ancien lieu du filament se forment de nouvelles boucles magnétiques, lors de la reconnexion des lignes de force, l'énergie emmagasinée est libérée ce qui vient chauffer le plasma et accélérer les particules à des vitesses élevées. Elles sont ensuite injectées vers le bas le long des lignes de force et vers le haut pouvant ainsi s'échapper vers l'espace interplanétaire (source : LESIA).

1.1.2.3 La région de transition

Entre la chromosphère et la couronne (voir paragraphe suivant) s'étend une couche très fine de l'atmosphère solaire dans laquelle la température augmente de $20\,000\text{ K}$ à plus de $2 \times 10^6\text{ K}$ en quelques centaines de kilomètres seulement. Les processus qui conduisent à cette augmentation brutale de température sont toujours une des interrogations principales de la physique solaire. A ces températures extrêmes, la lumière émise par le Soleil est dominée par les ions lourds de CIV (160 nm , $T_{CIV} = 10^5\text{ K}$), He II (30.4 nm , $T_{HeII} = 8 \times 10^4\text{ K}$)... Ces ions émettent dans la partie UV lointain du spectre solaire (cf. paragraphe 1.2) ce qui rend cette région observable uniquement depuis l'espace (cf. section 1.2 et section 2.1).

1.1.2.4 La couronne

La couronne est la couche la plus externe de l'atmosphère solaire. Son ampleur s'étend jusqu'à plusieurs rayons solaires. Cependant la frontière entre la couronne et le vent solaire reste floue. Le plasma alimentant le milieu coronal est chauffé à travers la chromosphère et la région de transition jusqu'à plus de 10^6 K de température. Comme il a été mentionné, le chauffage de la couronne fait partie des problèmes non résolus de la physique solaire. La couronne se caractérise aussi pour être optiquement mince et très peu dense (environ 10^9

fois moins dense que la photosphère). Le rayonnement coronal est ainsi principalement dû à quatre phénomènes de différente nature :

- un rayonnement continu issu de la diffusion *Thomson* de la lumière photosphérique dans le visible (couronne *K*),
- une diffusion *Fraunhofer* (couronne *F*) provoquée par les poussières interplanétaires,
- une émission *EUV* (*Extreme Ultra Violet*) et *XUV* émise selon le spectre des raies de d'ionisation (couronne *E*),
- un rayonnement thermique infrarouge (couronne *T*) issu de la poussière interplanétaire chauffée.

Le faible rayonnement visible rend la couronne inobservable en dehors des éclipses totales de Soleil ou de son observation grâce aux instruments de type coronographe (voir Figure 5). Le disque coronal ne peut être observé que par l'analyse des ondes radio ou du rayonnement *EUV-XUV*. A cause de la température environnante, les raies d'émission pouvant être observées dans la couronne correspondent à celles des éléments fortement ionisés appartenant au domaine spectral *EUV* telles que les transitions du *Fe IX* et le *Fe XII* (centrées sur 17.1 nm et 19.5 nm respectivement et observées dans la basse couronne à des températures de formation de $T_{\text{FeIX}} = 1.3 \times 10^6\text{ K}$, et $T_{\text{FeXII}} = 1.6 \times 10^6\text{ K}$) ; ou celles du *Fe XIV* (centrée sur 21.1 nm observée dans la haute couronne à une température de formation de $T_{\text{FeXIV}} = 2 \times 10^6\text{ K}$) ; d'autres détails sur les processus hautement énergétiques de la couronne, tels que les éruptions, peuvent être aussi observés dans le domaine des rayons *X mous* et *X durs*. Ces observations ne peuvent être faites que depuis l'espace (cf. sections 1.2 et 2.1).

La couronne est un milieu fortement hétérogène qui constitue l'habitat de nombreuses structures couvrant les plus diverses échelles spatiales, temporelles et d'énergie pouvant être observées sur huit ordres de grandeur différents.

Les régions actives sont des combinaisons de plasma et champ magnétique en constant état d'évolution structurale. Elles constituent un ensemble d'épiphénomènes qui regroupent des figures photosphériques (taches), chromosphériques (plages, filaments) et des groupes de boucles coronales. L'apparition de l'ensemble de ces phénomènes est intrinsèquement liée au cycle d'activité magnétique.

Les éruptions solaires (à ne pas confondre avec celles des protubérances) sont liées à des régions actives comportant des taches et se caractérisent par une réorganisation du champ magnétique et des structures coronales du milieu environnant. La phase de croissance des éruptions ne dure que quelques minutes. Le plasma se rechauffe alors rapidement passant de la température coronale (quelques millions de *K*) à de centaines de millions de *K*. Ceci s'accompagne donc d'un intense rayonnement dans les gammes des ondes radio, des *EUV*, des rayons *X mous* mais aussi des *X durs*, l'énergie libérée pouvant atteindre les 10^{29} Joule .

Les boucles magnétiques sont comme on l'a dit, des arches géantes ($\sim 1\,000\,000\text{ km}$ de hauteur) de plasma confiné dans des structures de champ magnétique tubulaire qui sont ancrées aux pieds des taches solaires de polarités opposées qui se forment dans la photosphère. A l'intérieur de ces structures, le plasma est chauffé à de très hautes températures ($1\text{-}3 \times 10^6\text{ K}$), ce qui fait qu'elles constituent des intenses sources de rayonnement *EUV* et *X*. Les boucles coronales peuvent avoir des durées de vie de l'ordre de quelques secondes (dans le cas des *flares*), des minutes, des heures ou des jours. Leur thermique reste donc un mystère et aucun consensus n'a pu être atteint à ce sujet. Malgré l'importance de cette question à cause de son lien avec les processus de chauffage coronal,

la réponse n'est qu'à moitié comprise, ce qui fait que la structure tridimensionnelle et la dynamique des boucles sont des domaines de recherche actifs. La forme des boucles varie en fonction de la résolution spatiale de l'instrument d'observation : la nouvelle génération d'imageurs a par exemple permis de reconnaître une structure filamentaire (avec des diamètres inférieurs à l'arcseconde) en dessous de l'uniformité observée à grande échelle. La dynamique le long du champ de vue (vitesse $\sim 40 \text{ km.s}^{-1}$) peut être suivie à travers les imageurs à haute cadence alors que les mouvements verticaux peuvent être mesurés grâce aux élargissements *Doppler* des raies observées par des spectromètres. Le manque de résolution spatiale et spectrale des instruments actuels empêche un diagnostic précis.

Les processus de reconnexion au sommet des boucles ainsi que des éruptions s'accompagnent parfois de brisures du champ magnétique pouvant donner naissance à un des événements les plus spectaculaires dans la couronne solaire : les éjections de masse coronale (*CME* pour l'acronyme anglais *Coronal Mass Ejection*). Ces phénomènes monstrueux, dont l'échelle peut parfois dépasser la taille du Soleil, projettent une gigantesque bulle de plasma contenant des millions de tonnes de matière formée par des particules extrêmement énergétiques qui sont éjectées à des vitesses supersoniques (jusqu'à 2000 km.s^{-1}), se propageant dans le milieu interstellaire. Leur fréquence d'émission dépend du cycle d'activité solaire : on observe en moyenne une *CME* par semaine lorsqu'on se trouve dans les minima et jusqu'à deux ou trois en périodes de maximum activité. Ce phénomène est particulièrement mis en valeur par les observations de coronographes (voir Figure 5). Les *CME* peuvent être dirigées vers notre planète et parcourir la distance Soleil-Terre en quelques jours. L'ampleur de ce phénomène peut le faire interagir avec notre atmosphère sous forme d'orages magnétiques, ce qui se manifeste par des aurores boréales, mais peut aussi interférer sur les systèmes de communication satellites, et endommager les équipements électriquement sensibles sur Terre. En raison de ces dangers, de nombreux programmes spatiaux sont dédiés à l'étude de la météorologie spatiale en observant le Soleil en permanence de façon à prévenir et réagir à temps contre ce genre de phénomènes.

La convection issue de la basse photosphère conduit non seulement aux transports de matière à travers les spicules qui se forment aux bords du pavement supergranulaire mais aussi à la constitution d'un réseau magnétique qui fait apparaître un motif de points brillants « clignotant » dans la couronne. Observés aux longueurs d'onde *EUV* et *X*, ces points brillants sont vus comme des petites boucles localisées en dehors des régions actives. Leur existence peut donner lieu à des éruptions solaires de petite dimension. Bien que l'ampleur de ces événements soit inférieure à celle de ses grandes sœurs produites au sein des régions actives, protubérances...le nombre de points brillants qui parsèment la couronne, semblerait suffisant pour contribuer de façon significative au chauffage de celle-ci.

D'autres phénomènes à caractère intermittent sont les plumes solaires. Il s'agit de structures fines ($\sim 7\,000 \text{ km}$ de diamètre) et lumineuses (à ne pas confondre avec les spicules) qui coiffent la couronne suivant les lignes radiales du champ magnétique ouvert présent dans les pôles du Soleil. Les plumes sont observables dans les périodes de minimum d'activité solaire.

Les trous coronaux sont des régions à grande échelle qui apparaissent comme des taches sombres (dans tous les rayonnements : *X*, *EUV* et radio) situées souvent près des pôles du soleil (voir Figure 6). Il s'agit de régions plus froides et très stables (de l'ordre de plusieurs rotations solaires) par rapport au reste de l'environnement dans la couronne. Ces structures deviennent plus importantes lors des minima d'activité solaire en s'étendant vers l'équateur et en pouvant se fusionner aux trous de basse latitude et même polarité de champ magnétique. Les lignes de champ magnétique y sont ouvertes et s'étendent dans le milieu

interplanétaire ce qui justifie leur faible densité (un facteur de l'ordre de 5 à 10 fois plus faible par rapport au reste de la couronne) : les particules chargées contenues dans les trous libres de toute contrainte magnétique quittent la couronne pour former partie du vent solaire.

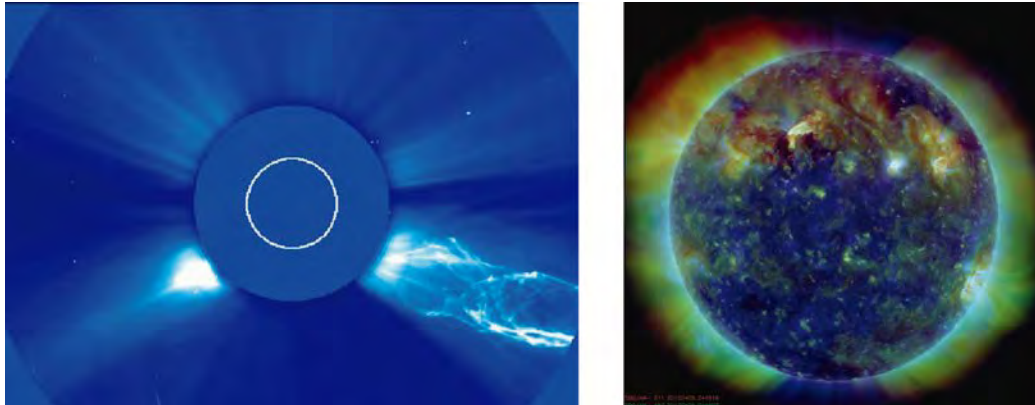


Figure 5. A gauche : éjection de matière coronale accompagnée de l'éruption d'une protubérance observées par le coronographe *LASCO/SoHO* (source : *NASA*) ; A droite : image composite du Soleil enregistrée par l'imager *AIA/SDO*. Les différentes couleurs correspondent aux bandes passantes des canaux *Fe XIV* à 21.1 nm, *Fe XII* et *FeXXIV* à 19.3 nm et *FeIX* 17.1 nm de l'imager *AIA/SDO* donnant accès aux températures ($T \sim 6.3 \times 10^5 - 2 \times 10^7$ K) des différentes couches de la couronne (source : *SDO/NASA*).



Figure 6. A gauche : boucles coronales observées au sein d'une région active dans la raie d'émission *FeIX* 17.1 nm ($T \sim 6.3 \times 10^5$ K) par *AIA/SDO*. Il s'agit d'énormes structures très chaudes de plasma confiné le long des lignes de champs émergentes des régions photosphériques à polarités opposés. Au centre : trou coronal observé dans la raie *FeXII* 19.3 nm ($T \sim 1.2 \times 10^6$ K). Les trous sont des régions plus froides, sombres, et peu denses dans la couronne solaire. Il s'agit d'une structure dont les lignes de champ sont ouvertes vers le milieu interplanétaire, ce qui favorise « l'évaporation » de la matière coronale dans le vent solaire. A droite : embrillancements (*flares*) observées dans la région active *AR1415* par *AIA/SDO* dans la raie *Hell* à 30.4 nm ($T \sim 50\,000$ K). (source : *SDO/NASA*).

1.1.2.5 Le vent solaire

Comme la température est extrêmement élevée dans la couronne, la vitesse d'agitation des particules est si grande que celles-ci peuvent échapper à l'attraction du Soleil (voir Figure 7). Même en période de calme, une grande quantité d'électrons, de protons et d'autres particules énergétiques, quittent le soleil sous forme de plasma pour être insufflées dans le milieu interplanétaire sous forme d'un flux continu de particules appelé vent solaire. Notre étoile perd environ 1×10^9 kg de matière par seconde sous forme de vent solaire.

Dans les conditions de Soleil calme, on peut distinguer deux régimes dynamiques de vent solaire différents : un vent solaire lent issu des régions équatoriales se propageant à une vitesse moyenne de 450 km/s ; et le vent solaire rapide issu ($v \sim 750 \text{ km.s}^{-1}$) des pôles. En

période d'activité solaire, ces deux composantes deviennent souvent indiscernables à cause, par exemple, des explosions de *CME* venant modifier les caractéristiques du vent solaire.

L'écoulement du vent solaire est radial et turbulent. Les calculs théoriques montrent de grandes difficultés à expliquer l'accélération supersonique du vent rapide. Pendant longtemps on a attribué l'origine de ce régime à la perte de masse des trous coronaux. Néanmoins, pour atteindre ces vitesses avec les hypothèses des modèles existant, il faudrait une température des trous bien plus élevée qu'elle ne l'est en réalité. Bien que l'on comprenne les origines du vent solaire, les détails sur la façon dont le vent solaire est accéléré aux vitesses du vent solaire reste l'une des dernières questions concernant la couronne. On a pendant longtemps attribué l'origine du vent solaire rapide aux trous coronaux... cependant les calculs théoriques montrent d'énormes difficultés pour expliquer du plasma coronal et la perte de masse à partir des trous. Si l'origine du vent solaire est de plus en plus comprise, les mécanismes d'accélération qui conduisent au vent solaire rapide sont encore une source de nombreux débats.

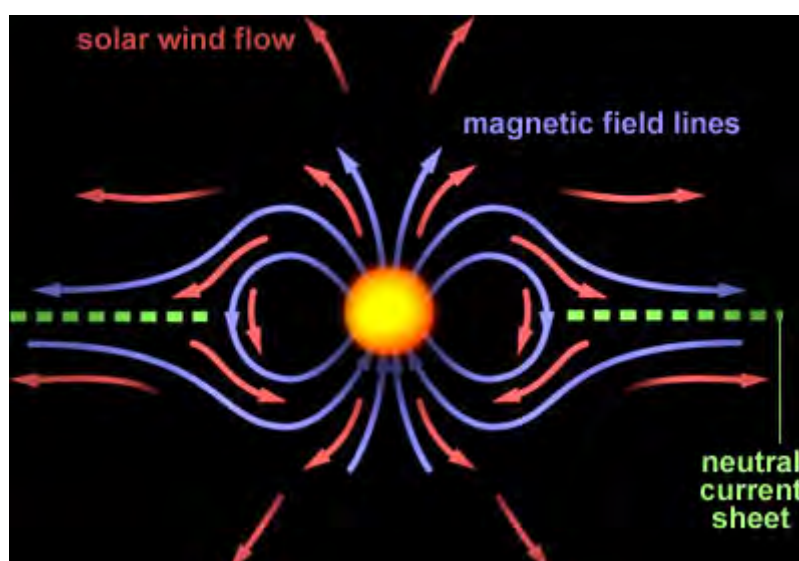


Figure 7. Schéma de la direction des lignes de champ magnétique solaire (en bleu), écoulement du vent solaire (en rouge) et localisation de la ligne neutre (en vert) séparant les polarités positive et négative du champ magnétique solaire (source : *LESIA*).

Ces paragraphes ont servi à donner une vue d'ensemble du paysage qui se dessine au quotidien dans le Soleil : son atmosphère est caractérisée par des interactions complexes entre processus physiques concurrents. Bien que le problème soit à multiples facettes, on a surtout insisté sur les différentes manifestations et structures thermodynamiques pouvant être étudiées à travers l'analyse de la lumière (un des diagnostics les plus anciens) ce qui permet de construire une vision d'ensemble. Une première approche se basant sur des observations et des modèles de transport radiatif, établit les dépendances entre la température et l'altitude représentatives de chaque région de l'atmosphère. En effet, l'atmosphère solaire peut être sondée à différentes longueurs d'ondes, dont le domaine s'étend des rayons X jusqu'à l'infrarouge. Ce rayonnement est intrinsèquement lié à la température environnante et donc à l'altitude du milieu atmosphérique observé (voir Figure 8 et Figure 12). Les différentes signatures des raies spectrales permettent de renseigner sur la composition et la température du milieu où elles se sont formées en fonction de l'intensité et de l'allure du profil spectral mesuré. Bien qu'ils constituent d'excellents traceurs atmosphériques, ces modèles relativement simples ne sont malheureusement pas capables

de reproduire l'ensemble des phénomènes qui se développent en surface, notamment ceux qui concernent les différents processus qui dominent la dynamique des structures chromosphériques et coronales. Les mécanismes de formation et disparition, parfois sous forme d'évènements hautement violents tels que les éruptions ou les *CME*, mettent en évidence le comportement de la matière en présence des forts champs magnétiques qui règnent dans le Soleil. De même, les températures extrêmes de la chromosphère et de la couronne sont complètement décalées par rapport à ce qui serait attendu de ces modèles physiques : un mécanisme de chauffage issu d'une source non-rayonnante s'avère donc nécessaire. Cette source d'énergie ainsi que la nature structurée de la chromosphère et de la couronne sont le résultat d'une forte dépendance avec le champ magnétique du Soleil. L'existence de la plupart des structures dans la haute atmosphère du Soleil (boucles, spicules ...) est hautement corrélée aux régions photosphériques présentant un fort champ magnétique et/ou au cycle d'activité solaire. Bien que mal compris, les mécanismes de production et de transport d'énergie de la chromosphère jusqu'à la couronne seraient en partie assurés par les structures magnétiques qui connectent la photosphère à la couronne, à la dissipation d'ondes générées par la convection, ainsi qu'à l'existence de phénomènes transitoires massifs et hautement énergétiques tels que les éruptions... Le diagnostic complet de l'atmosphère solaire ne peut donc être accompli qu'à travers des modèles radiatifs sophistiqués qui tiennent compte de la nature atomique de la matière ainsi que de la dynamique des interactions avec le magnétisme du Soleil.

Pour concevoir une solution exhaustive, l'aspect théorique du problème doit inévitablement être couplé à une approche observationnelle du Soleil. La dynamique solaire peut ainsi être déterminée en fonction d'un jeu de données concernant des mesures sur la structure spatiale *3D* mais aussi sur les paramètres thermodynamiques du plasma environnant. L'étude de la morphologie des structures et des couches, dépend des performances en termes de résolutions spatiale (afin d'observer la géométrie macroscopique, et de résoudre les microstructures) et spectrale (de façon à pouvoir distinguer les différentes températures à l'intérieur des structures). L'étude dynamique qui permet de dévoiler les réorganisations de matière liées au champ doit se porter sur la connaissance du vecteur de vitesse. Pour cela il est indispensable d'avoir un instrument capable de résoudre dans les échelles de temps rapides, les mouvements de matière dans le plan d'observation et aussi le long de la ligne de visée. La détection des vitesses *2D* contenues dans le plan d'observation peut être déterminée à partir des décalages spatiaux de structures bien résolues dans une séquence d'images enregistrées consécutivement. L'effet *Doppler*, qui est l'effet prédominant dans l'élargissement des raies du spectre, constitue un excellent indicateur du mouvement vertical de matière : la mesure des déplacements des raies dans le spectre donne en théorie une mesure directe de la vitesse de chaque point le long de la ligne de visée. Finalement, et pour pouvoir comprendre les bilans énergétiques dans les différentes régions, il est indispensable d'avoir accès à une cartographie en termes de températures, densités, opacités, degrés d'ionisation... moyennant des mesures des intensités des raies et du continuum spectral à haute résolution.

Que ce soit dans des applications terrestres ou spatiales, les instruments dédiés à ces causes sont le plus souvent des imageurs à filtre passe-bande et les spectromètres à fente. Les premiers consistent en des télescopes permettant d'obtenir l'image panchromatique du Soleil sur un détecteur *2D*. L'information spectrale d'intérêt est discriminée grâce à l'intermédiaire d'un filtre interférentiel à bande étroite. Les deuxièmes sont décrits en détail dans le paragraphe 2.2 et la section 10 de ce manuscrit.

Les principaux avantages des instruments imageurs à filtre étroit sont d'une part leur capacité de fournir des mesures de température sur des grandes surfaces de l'atmosphère ;

de l'autre côté leur haute résolution spatiale et temporelle ce qui permet d'étudier simultanément la morphologie et les mouvements de matière tout au long du champ de vue en donnant lieu aux séquences les plus spectaculaires sur notre étoile. On ne peut pas mettre en cause la beauté et l'efficacité de l'imagerie, cependant ce type de données par elles-mêmes pose un problème puisque la bande passante du filtre n'isole pas complètement la raie spectrale visée. L'image se voit donc « parasitée » par d'autres raies voisines ce qui entraîne une mauvaise analyse puisque des raies à des longueurs d'onde proches peuvent provenir de régions à température et densité différentes. La présence de plusieurs raies formées à différentes températures à l'intérieur de la bande passante détectée est une source d'ambiguïté sur les estimations de température et les résolutions à petite échelle des différentes structures contenues dans le plan de la scène observée. Cette ambiguïté se retrouve aussi dans l'analyse *Doppler* des vitesses le long de la ligne de visée.

Pour la détermination précise des vitesses « verticales » ainsi que du reste des paramètres thermodynamiques (température, densités ...) on ne peut donc pas se dispenser de la spectroscopie car elle permet d'observer à très haute résolution spectrale. En revanche, pour les spectromètres à fente tels que *CDS* ou *SUMER* sur *SOHO* il est souvent difficile, voire impossible d'identifier et analyser entièrement une structure étendue, ou dynamique : la plupart de ces instruments possèdent des systèmes à balayage de champ qui sont trop lents pour satisfaire aux besoins scientifiques (voir Figure 9). Il est donc généralement nécessaire de recourir à des images de contexte fournies par d'autres plateformes.

Bien qu'il s'agisse de techniques d'observation très puissantes, l'imagerie et la spectroscopie exploitées de façon indépendante présentent donc des limites. Afin de surmonter ces limitations, des campagnes d'observation simultanées provenant de différentes plateformes et instruments (au sol et dans l'espace) sont souvent mises en place. L'analyse de données fournies par spectromètres et imageurs se voit cependant limitée par le manque de cohésion entre les mesures provenant d'instruments à différents domaines de longueur d'onde, et résolutions (spectrale, spatiale et temporelle), ainsi qu'à l'absence de synchronisation des acquisitions et du co-alignement spatial entre instruments. Ainsi, les nouvelles générations d'instruments dédiés aux études du Soleil se doivent d'associer imagerie et spectroscopie, comme cela se fait déjà dans d'autres domaines.

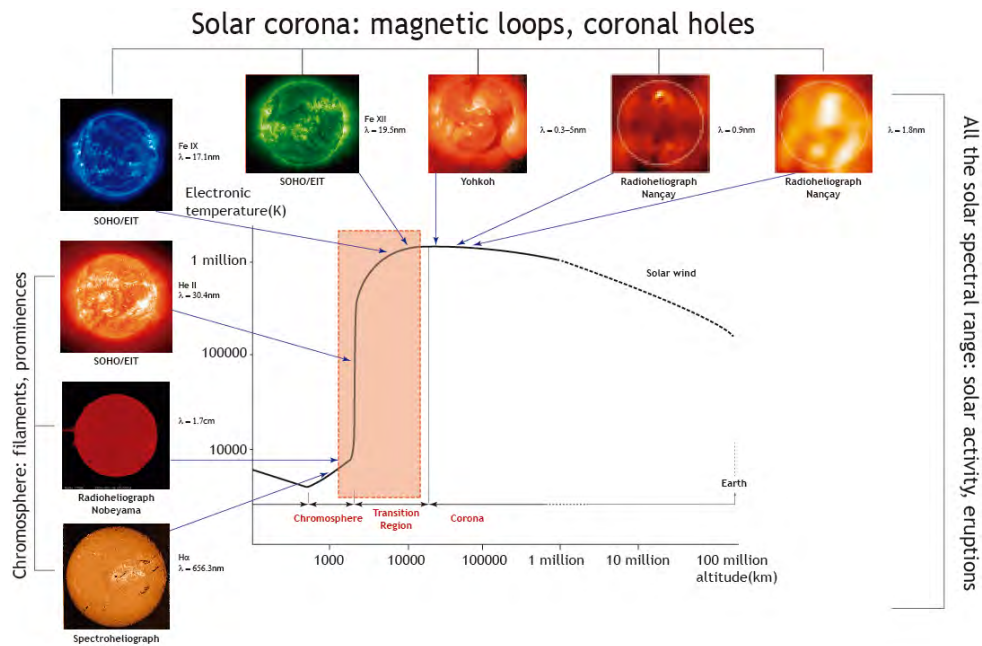


Figure 8. Dépendance de la température avec la distance à la surface solaire. L'atmosphère du Soleil est caractérisée par un fort gradient de température au-dessus de la photosphère où l'on passe de quelques milliers de *Kelvin* à des millions de *Kelvin* en une distance de quelques kilomètres. Les couches atmosphériques concernées sont : la haute chromosphère, la couronne, et la région de transition située entre les deux. La spectroscopie permet de sonder l'atmosphère en fonction des différentes altitudes de formation ou d'absorption des raies du spectre solaire. Le long de ces couches on retrouve le vaste univers de structures qui peuplent le soleil. Des taches solaires jusqu'aux éruptions coronales, l'imagerie s'avère un outil aussi bien indispensable à la mise en contexte et caractérisation de la morphologie et de la dynamique de ces phénomènes (Millard, 2005).

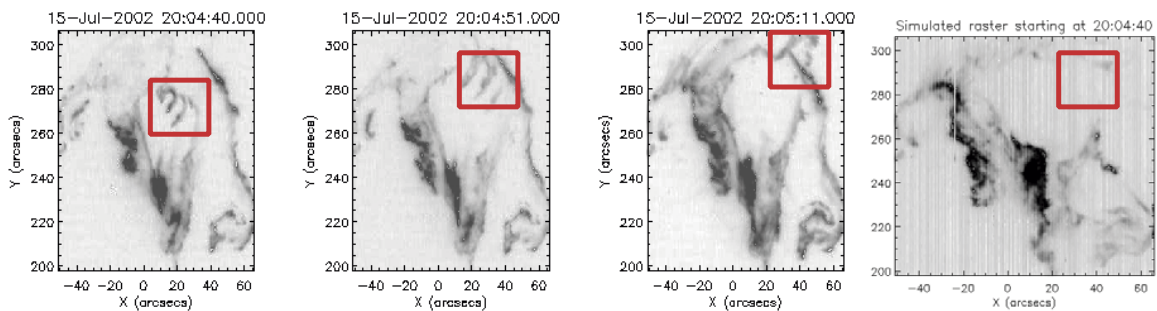


Figure 9. Les trois premières figures à gauche représentent l'éruption d'un filament observée par CDS et montrant l'évolution « dramatique » de ce genre d'évènements ; la figure de droite montre la simulation du balayage de cette même scène par un spectrographe à fente de type CDS : l'instrument manque l'évènement car il met 10 min à construire l'image (courtoisie de L. Harra, ISSI workshop on solar activity, November 2012).

1.2. LE SOLEIL DANS L'UV

Le rayonnement ultraviolet (*UV*) couvre un large domaine spectral qui s'étend de la limite du visible (à 400 nm) jusqu'aux frontières des émissions X (à 10 nm). Ce spectre est généralement divisé en trois grands sous-ensembles : *UV* proche (*NUV* : 400 - 300 nm) ; l'*UV* moyen (*MUV* entre 400 - 300 nm) et ; et le *Vacuum UV* (*VUV* entre 200 - 10 nm) qui

peut être sous-divisé en deux catégories, *UV* lointain (*FUV* : 200 – 121 nm) et extrême *UV* (*EUV* : 121 - 10 nm).

Comme on a vu dans les paragraphes précédents, le choix de la gamme spectrale permet de tracer un certain nombre de paramètres thermodynamiques en fonction de la température du milieu atmosphérique où se forment les raies (voir Figure 8). Le couplage entre la chromosphère et la couronne est sans doute l'un des moins bien compris de l'atmosphère solaire. A cause de la haute température qui règne dans ces milieux (1 000 - 1 000 000 K), la plus grande partie du rayonnement électromagnétique provenant de ces couches a une énergie plus élevée (10-100 eV) que celle qui provient du rayonnement visible (typiquement 1.6-3 eV). Ces énergies correspondent aux longueurs d'onde entre 150 nm et jusqu'en dessous de 10 nm. La chromosphère et la couronne sont donc de forts émetteurs de rayonnement *EUV-XUV*, d'où l'intérêt de les observer dans ces domaines spectraux. Des premiers vols de fusées jusqu'au lancement de la prochaine mission *Solar Orbiter*, l'observation du Soleil dans ce domaine spectral ne peut être réalisée que depuis l'espace, là où le rayonnement *UV* n'est plus absorbé par notre atmosphère terrestre (cf. paragraphe 2.1). La mise en service de télescopes et d'instruments spatiaux de plus en plus performants a en grande partie révolutionné les méthodes d'étude de notre étoile. Quelles-que unes des missions spatiales les plus importantes dédiées à l'exploration du soleil furent, sont et seront:

Les Satellites OSO (Orbiting Solar Observatory) :

Le premier satellite *OSO*, de la série de neuf satellites constituant ce programme de la *NASA*, fut lancé en Mars 1962 (voir Figure 10). L'objectif scientifique principal de cette mission était l'observation dans les domaines *UV* et *X* du Soleil (et de la galaxie), en particulier des structures caractéristiques de la chromosphère calme et active pendant la durée d'un cycle solaire. La charge utile embarquée était généralement constituée par des instruments imageurs et de spectromètres. Le huitième et dernier lancement du satellite *OSO-8* a embarqué le premier spectromètre à réseau réalisé au *LPSP (Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire)*. Les opérations du programme *OSO* finirent en Octobre 1978.



Figure 10. Le docteur Nancy Roman, l'une des scientifiques responsable du programme spatial *OSO* de la *NASA* montre un modèle du satellite *OSO-1* en 1960 (source: *NASA*).

La mission SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) :

L'observatoire *SOHO* lancé en 1995 est encore opérationnel. Les instruments *EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope)*, *SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted*

Radiation) et *CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer)*, *GOLF (Global Oscillations at Low Frequencies)*, *LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph)*, *VIRGO (Variability of Solar Irradiance and Gravity)* et *MDI (Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigations)* constituent le noyau dur de la charge utile de cette mission. Les objectifs scientifiques de cette mission se regroupent autour de trois thèmes :

- l'étude de la couronne et en particulier les mécanismes de chauffage de celle-ci,
- l'étude héliosismologique de la structure interne du Soleil,
- l'étude de la composition, la distribution d'énergie, et les mécanismes d'accélération du vent solaire.

Ce satellite a fait preuve d'un succès lié à l'endurance et l'efficacité sans égales dans l'instrumentation spatiale dédiée au Soleil. Les données des instruments auxquels participent les laboratoires français sont *stockées* encore de nos jours au centre *MEDOC* de l'*IAS*.

Les vols de Fusée VAULT (Very High Angular resolution Ultraviolet Telescope) :

L'instrument *VAULT* est un télescope de type Cassegrain de 30 cm de diamètre d'ouverture suivi d'un spectrohéliographe à dispersion nulle dédié aux observations de la raie d'émission *Lyman alpha* (cf. paragraphe 1.2.1). Deux vols de fusée de l'instrument *VAULT* se sont succédés, le premier en 1999 afin de démontrer le concept de l'instrument ; et un deuxième en 2002. La fenêtre d'acquisition de données était de 7 minutes pour une durée totale de vol n'excédant pas les 15 minutes (que 20 images par vol). Grâce à sa résolution spatiale de 0.33" (< 250 km) des structures inattendues dans les régions calmes du Soleil furent révélées, et plus spécifiquement, l'activité bouillonnante du réseau chromosphérique a pu être étudiée en détail.

Hinode :

Cette mission conjointe entre les agences *NASA*, *ESA*, et *JAXA*, aussi connue sous les noms de *Sunrise* et *SOLAR-B*, a été lancée en septembre 2006. Les trois instruments à bord : un télescope visible et magnétographe *SOT (Solar Optical Telescope)* avec une ouverture de 50 cm de diamètre permettant de couvrir la totalité du disque solaire avec une résolution spatiale inférieure à la seconde d'arc; un télescope en rayons X, *XRT (X-Ray Telescope)* couvrant un champ de vue de 30' et une résolution angulaire d'environ 1"; et le spectromètre à réseau dans l'UV extrême *EIS (Extreme Ultraviolet Imaging Spectrometer)* avec une ouverture de diamètre 15 cm; sont utilisés de façon simultanée pour répondre aux questions suivantes:

- quels sont les mécanismes de transport de l'énergie des champs magnétiques photosphériques vers la couronne ?
- comment se créent les processus de reconnexion magnétique et quelles sont leur interactions avec la matière ?
- quel est l'influence des fortes manifestations magnétiques du Soleil sur le reste du système solaire ?

Ces études du champ magnétique du Soleil peuvent être accomplies grâce à des instruments à très haute résolution spatiale (< 0.2") et temporelle (30-90 s). Les scientifiques espèrent ainsi pouvoir apporter un peu de lumière sur les mécanismes et les structures actives qui se développent dans le soleil : éruptions, *CME*, vent solaire,...afin de mieux comprendre et de pouvoir prédire leur impact sur le reste du système solaire, et plus concrètement sur notre Terre.

La mission STEREO (Solar TERrestrial Relations Observatory)

Le projet spatial *STEREO* est une mission de la *NASA*, pilotée par le centre spatial *Goddard*, entrée en phase opérationnelle en décembre 2006. La mission *STEREO* a fourni une vue unique et révolutionnaire du système Soleil-Terre. Elle a été conçue pour révéler la structuration 3D du Soleil grâce à la mise en orbite (héliocentrique) de deux satellites « jumeaux » de façon à avoir une vue stéréoscopique du Soleil. Les objectifs scientifiques de la mission *STEREO* sont :

- comprendre des mécanismes qui déclenchent les *CME*,
- caractériser la propagation des *CME* le long de l'héliosphère,
- approfondir les connaissances sur les mécanismes d'accélération des particules à faible énergie dans la basse couronne ainsi que dans le milieu interplanétaire,
- améliorer la détermination de la structure du vent solaire.

Parmi la charge utile de la mission on retrouve des coronographes et imageurs dans l'*UV* lointain (*SECCHI, Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation*), sept instruments effectuant des mesures locales de particules et champ magnétique (*IMPACT, In situ Measurements of Particles and CME Transients*). La durée nominale de la mission de 2 ans a été prolongée jusqu'à nos jours.

Le satellite TRACE (Transition Region and Coronal Explorer)

Le satellite *TRACE* de la *NASA* fait partie du programme *SMEX (Small Explorer)* et fut lancé le 2 avril 1999. L'instrument à bord a pour mission d'observer la chromosphère, la région de transition et la couronne à très haute résolution et de façon continue (*Millard, 2005*). *TRACE* possède un télescope de type *Cassegrain* de 30 cm d'ouverture. Le champ de vue de l'instrument est un carré de 8.5' avec une résolution angulaire d'environ une seconde d'arc. Le télescope est divisé en quatre quadrants correspondant chacun à une bande spectrale de l'*UV* différente. Deux roues à filtres permettent la combinaison et sélection des différents filtres utilisés (trois dans l'*UV* lointain et un filtre dédié à l'émission *Lyman alpha*). Malheureusement, la bande passante du filtre permettant de sélectionner l'émission *Lyman alpha* est trop large ce qui fait que plus de 50% du rayonnement observé par *TRACE* à cette longueur d'onde est contaminé par le continuum au-delà de 150 nm. Seules les observations de protubérances hors limbe ont permis de faire des diagnostics *Lyman alpha* purs, alors que pour le reste d'images observées sur le disque l'interprétation des données est délicate.

Proba-2 (Project for on board Autonomy)

Il est le deuxième satellite de l'Agence spatiale européenne à faible coût destiné à la mise au point de nouvelles technologies spatiales. Il a été lancé le 2 novembre 2009. *Proba-2* emporte par ailleurs une charge scientifique qui comprend deux instruments destinés aux études du Soleil :

- *SWAP (Sun Watcher using APS and Image Processing)* un télescope spatial fonctionnant dans l'ultraviolet lointain et utilisant un nouveau type de capteur.
- *LYRA (LYman alpha RAdiometer)* un radiomètre *Lyman alpha*, composé de photodiodes en diamant, et qui doit permettre d'étudier le rayonnement solaire

SDO (Solar Dynamics Observatory)

La charge utile embarquée dans le satellite consiste principalement en un imageur *AIA (Atmospheric Imaging Assembly)*, un *Michelson* imageur à effet *Doppler HMI (Helioseismic and Magnetic Imager)* et le spectromètre *EVE (Extreme Ultraviolet Variability Experiment)*. Parmi les questions scientifiques voulant être répondues par cette mission on retrouve :

- l'étude des mécanismes à l'origine du cycle solaire,
- l'étude de l'évolution du champ magnétique à l'intérieur des régions actives,
- l'étude de la réorganisation le champ magnétique : de la reconnexion à petite échelle jusqu'aux grandes structures pouvant contribuer au rechauffement de la couronne ainsi qu'à l'accélération du vent solaire,
- l'étude des variations d'irradiance dans l'*UV* lointain, et dans quelle mesure sont-elles liées aux cycles d'activité solaire,
- l'étude des configurations du champ magnétique déclenché par les *CME* et les éruptions solaires,
- la détermination de la structure et la dynamique du vent solaire près de la Terre,
- la prévision précise et fiable de la météorologie spatiale et du climat.

Le satellite a été lancé le 11 février 2010 depuis la base du *Cape Canaveral* à Floride. Les images *SDO* permettent de nos jours d'obtenir des séquences à haute cadence (< 10 s) et haute résolution spatiale (~ 1'') de la totalité du disque solaire, et révélant des détails intéressants de l'activité solaire observée dans l'*UV* lointain.

Solar Orbiter

Le projet *Solar Orbiter* fait partie du programme *Cosmic Vision 2015-2025* de l'*ESA*. Sa date de lancement est prévue en janvier 2017. En dehors des quatre expériences *in-situ* contenues dans sa charge utile, *Solar Orbiter* embarque deux spectromètres (*SPICE* pour *SPectral Imaging of the Coronal Environment* ; et *STIX* pour *X-ray Spectrometer/Telescope*), un coronographe (*METIS*) ; deux imageurs (*EUI* pour *Extreme Ultraviolet Imager*, et *SoloHI* pour *Heliospheric Imager*) et un polarimètre (*PHI* pour *Polarimetric and Helioseismic Imager*) . Les objectifs scientifiques de cette mission concernent les points suivants :

- quelle est l'origine du champ magnétique dans la couronne, et quels sont les mécanismes d'accélération du vent solaire ?
- quelle est la relation entre les phénomènes transitoires et la variabilité de l'héliosphère ?
- comment les éruptions solaires produisent les particules énergétiques ?

Cette mission a été spécifiquement conçue pour identifier les origines et les causes du vent solaire, du champ magnétique dans l'héliosphère et du milieu interplanétaire. En s'approchant jusqu'à 62 rayons solaires, *Solar Orbiter* verra l'atmosphère solaire avec une haute résolution spatiale, Il s'agit d'une mission classe *M* dont la durée de vie prévue est de 7 ans.

Solar-C

La mission *Solar-C* est le successeur des missions *Hinode* et *Yohkoh* mises en route par l'agence spatiale japonaise *JAXA* en collaboration avec l'*ESA* et la *NASA*. La date de lancement provisoire est prévue en 2019. Les plans d'observation proposés concernent des études héliosismiques et de l'intérieur du Soleil, et des recherches sur l'atmosphère externe du Soleil afin de comprendre les mécanismes de chauffage. La charge utile consistera principalement en des instruments de mesures *in-situ* (de particules, champ magnétique, irradiance...), des magnétomètres à effet *Doppler* et des télescopes *EUV-XUV*, des spectromètres et des imageurs à très haute résolution spatiale et spectrale ainsi que des instruments permettant de réaliser de la spectro-polarimétrie sur le Soleil dans les principales raies qui se forment le long de la photosphère et jusqu'à la chromosphère.

Depuis les années 60 de nombreuses missions dédiées aux études du Soleil dans l'*UV* se sont succédé. Bien que chaque instrument possède ses propres avantages, il s'avère de

plus en plus nécessaire d'avoir des systèmes permettant d'obtenir des données complémentaires afin de pouvoir observer la dynamique solaire dans une large gamme de températures. Jusqu'à présent, aucun spectro-imageur rapide (1-30 s de cadence) n'a été embarqué dans aucune mission spatiale dédiée aux études du Soleil. Le seul futur candidat, est l'instrument *LEMUR* (*Large European Module for Solar Ultraviolet Research* aussi connu sous le nom *EUVST*), un spectromètre à réseau classique proposé pour la mission *Solar-C*. Une solution instrumentale alternative et innovante basée sur un spectro-imageur à transformée de *Fourier* travaillant dans l'*UV* lointain est proposée dans la première partie de ce manuscrit. Un tel instrument pourrait répondre à un besoin spécifique à la physique solaire : la spectro-imagerie rapide des régions capitales de la haute chromosphère de la couronne et de la région de transition située entre elles. Et cela pour toutes les structures solaires : réseau et inter-réseau du soleil calme, régions actives avec leurs taches et plages, couronne et ses boucles chaudes, trous coronaux, etc... Une grande partie du chauffage coronal commence dans la région de transition et la chromosphère, raison pour laquelle on visera l'étude de l'émission *Lyman alpha*.

Un cahier des charges regroupant les caractéristiques nécessaires à ces critères d'observation sera dressé dans les paragraphes qui suivent. Les capacités uniques de ce système, associées à l'état de l'art des nouveaux modèles atmosphériques 3D permettront de combler une importante lacune dans les connaissances de la physique solaire.

1.2.1. L'émission *Ly- α*

La plupart des phénomènes chromosphériques ont des signatures spécifiques dans les raies d'émission de l'*Hydrogène* (Figure 11). L'émission alpha de la série *Lyman* de l'*Hydrogène* est issue de la transition du niveau d'excitation $n = 2$ vers le niveau fondamental $n = 1$ ($1S_{1/2} - 2P_{1/2}, 2P_{3/2}$) de l'atome. Elle donne naissance à l'émission d'un photon d'une énergie de 10.2 eV à une longueur d'onde de $\lambda_{\alpha} = 121.567 \text{ nm}$. C'est une raie de résonance dont les niveaux sont très peuplés, ce qui en fait une raie à fort pouvoir d'absorption et d'émission. Etant donné que l'*Hydrogène* est l'élément le plus abondant dans le Soleil, il s'agit de l'émission la plus importante (jusqu'à deux ordres de magnitude plus importante) dans son spectre *UV* (voir Figure 18). Ceci constitue un autre avantage du point de vue observationnel, car un plus grand nombre de photons collectés implique une augmentation du rapport signal sur bruit de l'instrument. L'étude de l'émission *Lyman alpha* constitue un outil exceptionnel pour comprendre le couplage entre la chromosphère et la basse couronne en passant par la région de transition (Vial, 2006).

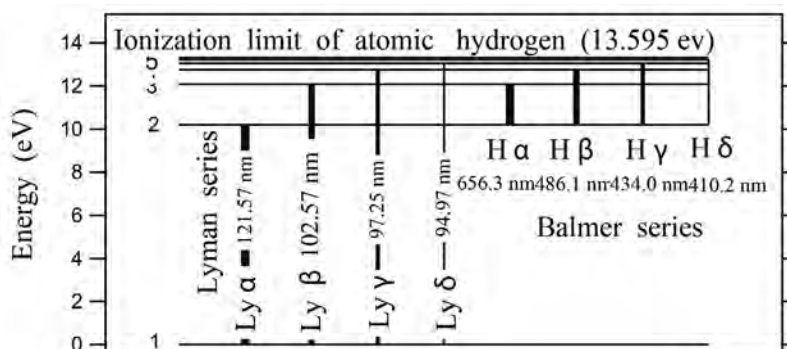


Figure 11. Diagramme des niveaux d'énergie des différentes séries d'ionisation (*Lyman* dans l'*UV* et *Balmer* dans le visible) de l'atome d'*Hydrogène*.

Cette raie d'émission présente un profil en forme de sommet renversé (voir Figure 13, Figure 16 et Figure 19). Sa formation est principalement dominée par deux régimes : un noyau central *Doppler* avec redistribution complète en fréquences, et un régime quasi-cohérent dans les ailes de part et d'autre du centre de la raie avec une redistribution partielle (Paletou, 2001). La largeur de la raie est d'environ 0.6 nm (FWHM), où se forme le cœur à $40\,000 \text{ K}$ dans la haute chromosphère ; ses ailes, formées dans la basse chromosphère à $6\,000 \text{ K}$, peuvent s'étaler jusqu'au-delà des 1.5 nm .

Le cœur de la raie est optiquement épais : à une température de $10\,000 \text{ K}$, de section efficace de la raie est d'environ $4.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ ce qui veut dire qu'une couche dont la densité est d'environ 10^{10} cm^{-3} et avec une épaisseur de $1\,000 \text{ km}$ a une opacité d'environ 4×10^4 . Ceci permet de relier les phénomènes observés entre la chromosphère et la basse région de transition (jusqu'à $T \sim 20\,000 \text{ K}$). Des mesures du profil à haute résolution spectrale, peuvent notamment renseigner sur la structure fine du milieu en traçant ses caractéristiques le long de la ligne de visée (Heinzel et al., 1983, Vial, 1990, Tian et al., 2009, Curdt, Lemaire, Gunar, Labrosse et al., 2010). L'intensité de la raie, la symétrie entre les pics, la profondeur du renversement, et la largeur des ailes sont des sources d'information et diagnostic de nombreux processus. En première approximation, la variation d'intensité intégrée relative par rapport au cas statique informe sur les vitesses radiales de la région observée (i.e. en mesurant l'assombrissement *Doppler* des raies, voir Figure 17). Le décalage des pics pourrait être associé aux mouvements verticaux de matière à grande échelle des structures émettrices (Goutterbroze et al., 1978, Gontikakis et al., 1997, Heinzel and Rompolt, 1987). Récemment il a été suggéré qu'il pourrait aussi s'agir d'un effet combiné du décalage *Doppler* et des opacités dans les différentes structures (Gúnar et al., 2008). Cependant, le problème possède en réalité de nombreux degrés de libertés (pression, température, géométrie, microturbulence,..) présents à l'échelle locale et il n'est pas facile de trouver le jeu de paramètres permettant de prédire les variations de vitesses dans les profils *Lyman alpha*. La profondeur du renversement peut être interprétée comme une mesure du degré d'absorption de photons *Lyman alpha* par des atomes d'Hydrogène situés dans les couches supérieures. L'ampleur du renversement est donc un indicateur de l'opacité du milieu et peut être quantifiée par le rapport d'intensités entre les pics et la valeur centrale du profil (voir Figure 15, Tian et al., 2009). Le plasma dans la chromosphère « profonde » où se forment les ailes du profil ($T < 7\,000 \text{ K}$) peut être étudié en regardant « à travers » le milieu transparent qui est optiquement mince. La formation du profil des ailes peut être modélisée selon des méthodes d'inversion directe qui permettent de tracer l'opacité en fonction des densités du milieu, et de pouvoir ainsi paramétriser les différents valeurs de température, pression (Gayley, 1992, Gúnar, 2007, Heinzel, 2007)...

Finalement l'émission *Lyman alpha* est un outil indispensable à l'estimation du bilan énergétique du Soleil car elle contribue de façon dominante aux pertes radiatives dans la haute chromosphère (Vernazza, 1981 et Figure 14).

Bien que le rayonnement *Lyman alpha* ait des propriétés formidablement exploitables, les origines de sa formation, dépendent cependant des nombreux processus physiques qui déterminent les différentes températures et densités ainsi que du degré d'ionisation du milieu. La résolution de ce problème peut s'avérer complexe et doit tenir compte des phénomènes issus de la physique atomique tels que :

- les redistributions des fréquences dans les différents référentiels (atome, observateur...) après diffusion,

- la détermination précise des conditions d'ionisation du milieu atmosphérique considéré (radiatives par re-émission ou non radiatives suite à un régime collisionnel),
- la destruction (thermalisation) du photon émis...

L'interaction matière-rayonnement en présence de champs magnétiques importants complexifie d'autant plus la cinématique et les états d'ionisation de l'*Hydrogène*. Les flux d'émission et d'absorption des plasmas en combinaison avec le magnétisme environnant peuvent par exemple donner comme résultat la modulation des vitesses *Doppler* ainsi que de la symétrie des profils observés (*Curdt et al., 2001, 2010*). Finalement, et dans le cas d'observations réalisées par des vols de fusée ou des satellites en orbite terrestre, une correction des mesures photométriques suite à l'absorption géo-coronale doit être mise en place (voir Figure 16).

L'ensemble de ces effets sont à considérer minutieusement lors de la synthèse du modèle de transfert radiatif, et chaque structure ou processus présentera un problème physique différent. Une solution complète du problème devra en plus inclure le couplage des équations de transfert radiatif aux différentes équations de contrainte du milieu (équilibre thermodynamique local, géométrie et conditions limites du problème,..). La formation du rayonnement *Lyman alpha* peut être étudiée en détail en séparant la fonction de transfert en différentes fonctions des redistributions partielles en fréquence à tout point de la ligne de visée (*Paletou, 2001, Labrosse et al., 2010*). La possibilité de comparer le comportement physique de cette raie, aux comportements des raies environnantes (*Lyman-β, K, Ca, He I, He II...*) constitue un puissant complément. Etant donnée l'hétérogénéité du problème, les efforts de modélisation doivent s'accompagner de l'expérience observationnelle afin de pouvoir comparer, valider et raffiner les nouveaux traitements. Bien que très performantes, les techniques d'instrumentation mises à disposition jusqu'à présent modèlent un paysage contraint par le nombre d'observables pouvant être mesurés de façon simultanée.

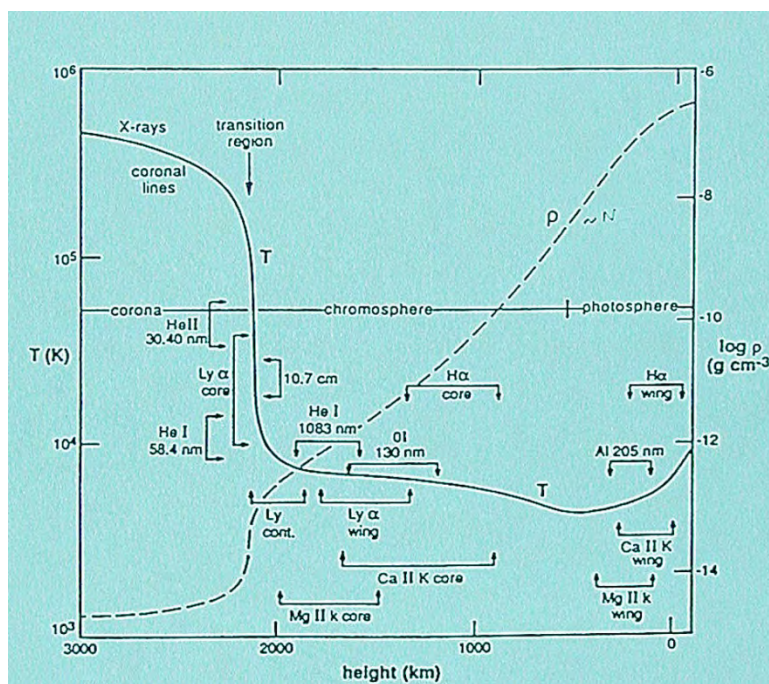


Figure 12. Modèle canonique de l'atmosphère hydrostatique du Soleil : variation de la température (trait plein) et de la densité électronique (trait pointillé) en fonction de l'altitude dans l'atmosphère solaire. (d'après des modèle de transfert radiatif VAL, *Vernazza et al., 1981*). La température et la hauteur de

formation des différentes raies chromosphériques sont aussi montrées : les différentes parties du profil de la raie *Lyman alpha* sont formées à des altitudes spécifiques.

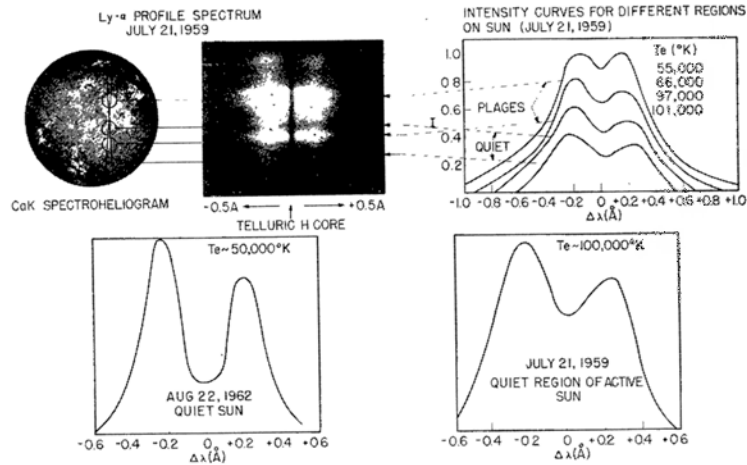


Figure 13. Cette image montre un des premiers profils *Lyman alpha* obtenus pour une période de grande activité (21 Juillet 1959, R. Tousey) et une période de Soleil calme (22 Août 1962, R. Tousey). La photographie montre les différentes positions relatives de la fente sur le Soleil pendant l'exposition. Ceci rend possible de corréler les profils avec les différentes régions d'activité du Soleil. Les valeurs de la température électronique ont été obtenues en utilisant la théorie de Jefferies et Thomas.

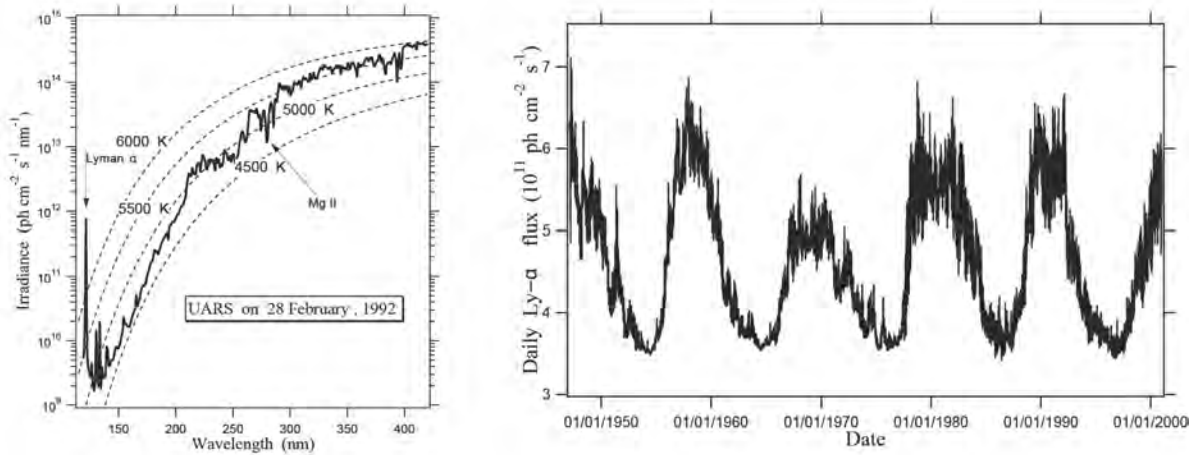


Figure 14. A gauche : mesure de l'irradiance solaire VUV en fonction de la longueur d'onde, l'émission *Lyman alpha* est la plus intense du spectre et contribue fortement aux pertes radiatives du Soleil. A droite : mesure des variations d'irradiance de l'émission *Lyman alpha* du Soleil entre l'année 1947 et jusqu'à l'année 2000, (source : G. Kockarts, 2002) : le cycle d'activité solaire est clairement mis en évidence à travers ces mesures.

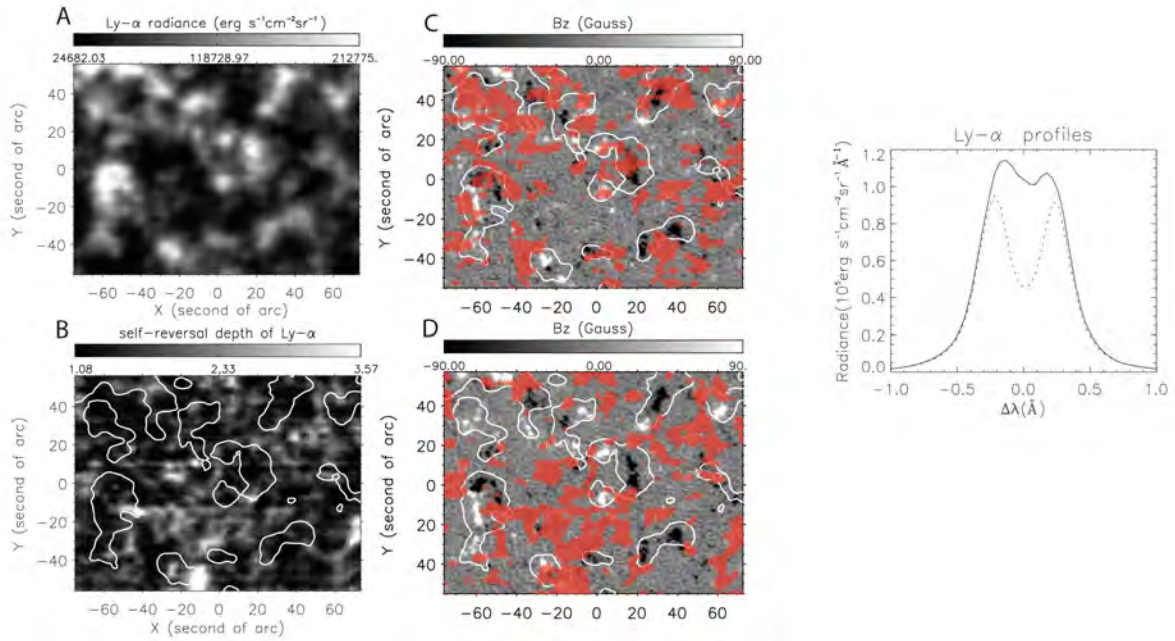


Figure 15. A : cartographie de la radiance spectrale *Lyman alpha* mesurée par *SUMMER/SoHO* sur une région de Soleil calme de 150''x120'' ; B : cartographie de la profondeur des profils *Lyman alpha*, étudiée sur les zones d'embrillancement maximum de la figure A, représentées par les contours blancs ; C : position des profils *Lyman alpha* (en rouge) ayant une faible profondeur de profil (et correspondant à la courbe spectrale continue), l'échelle *Bz* quantifie le champ magnétique mesuré ; D : position des profils *Lyman alpha* (en rouge) ayant une profondeur de profil aigu, l'échelle *Bz* quantifie le champ magnétique mesuré (et correspondant à la courbe spectrale en pointillées). (source : Tian et al., 2009).

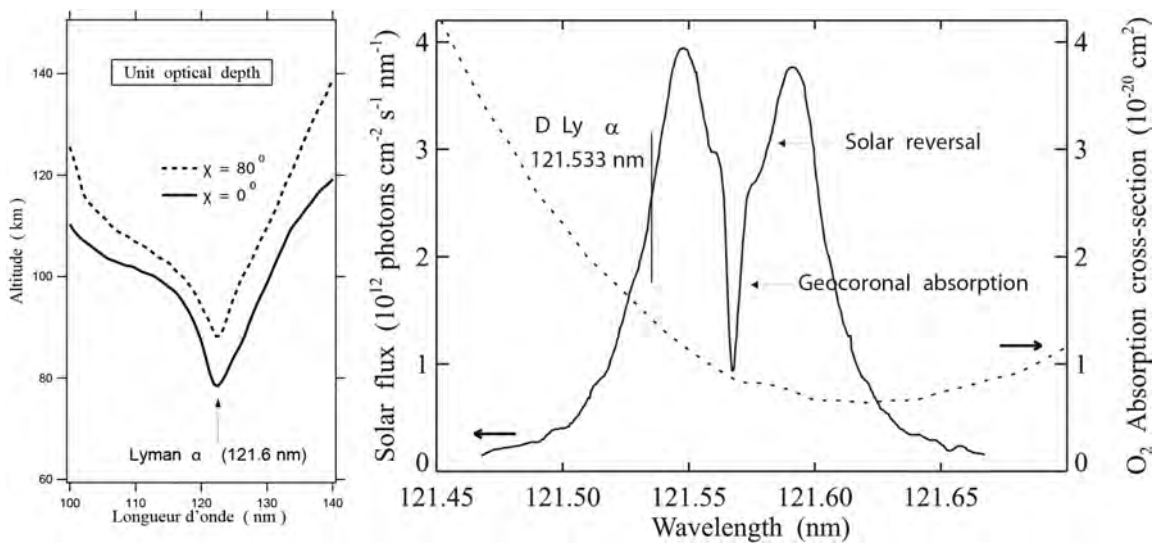


Figure 16. A gauche : les courbes montrent l'altitude pour laquelle l'épaisseur optique de l'atmosphère est unitaire, en fonction de la longueur d'onde et deux angles d'observation du Soleil. Ces résultats sont indépendants de l'irradiance solaire (source : G. Kockarts, 2001). Ils dépendent uniquement des abondances et des sections efficaces des différentes espèces atomiques de l'atmosphère terrestre. A droite (Lemaire et al., 1978, Lewis et al., 1983) : à la proximité de la Terre (i.e. mésosphère) le renversement de la raie *Lyman alpha* est dû non seulement à l'*Hydrogène* atomique solaire, mais aussi à l'absorption géo-coronale. La courbe en pointillées montre la variation de la section efficace de l'oxygène atmosphérique à 203 K en fonction de la longueur d'onde.

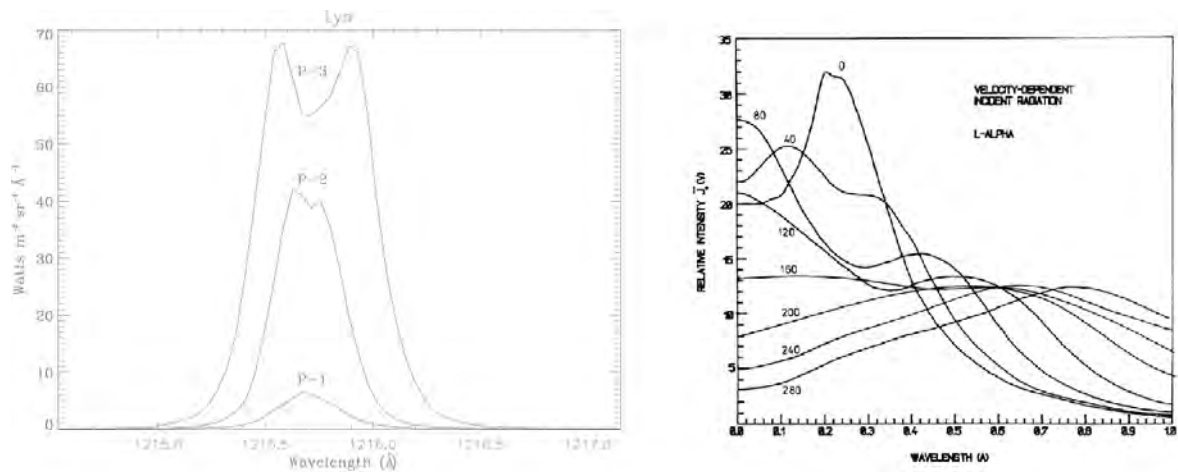


Figure 17. A gauche : profils *Lyman alpha* moyens observés à trois régions différentes d'un filament par l'instrument *SUMER/SoHO* (Vial et al., 2007). A droite : estimation des intensités moyennes de l'émission *Lyman alpha* d'une protubérance en mouvement à une altitude de 50000 km (Heinzel et Rompolt, 1987). Chaque courbe représente l'intensité relative en % d'un demi-profil tracé en fonction de la vitesse de la structure (de 0 à 280 km/s).

1.3. CAHIER DES CHARGES SCIENTIFIQUES

L'objectif principal d'un spectro-imageur fonctionnant dans le *VUV* est l'observation de phénomènes rapides dans l'atmosphère du Soleil et en particulier de ses régions actives. Dans cette première définition du besoin, on visera l'observation d'une raie « forte » du spectre *UV* lointain solaire : l'émission alpha de la série *Lyman* de l'*Hydrogène* (*Ly- α* @ 121.567 nm, c.f. section 1.3.1). Partant de ces objectifs, il faut traduire le fonctionnement d'un tel instrument en termes de spécifications spectrales et d'imagerie qui définissent comment l'information doit être collectée. L'ensemble des spécifications scientifiques est recueilli dans le cahier des charges du Tableau 2 et résumé par la suite.

Tableau 2. Cahier des charges scientifique décrit en section 1.3.1 et section 1.3.2.

Profil <i>Ly-α</i> , $\lambda_{\alpha} = 121.567$ nm		
Observable	Valeur	Commentaires
Champ de vue (IFOV)	250 "x 250 " , ± 1 "	Observations d'une région active
Bande passante spectrale	≥ 0.6 nm	Largeur de la raie et observations du décalage spectral
Pouvoir de Résolution	$R = 24000$	Résolution du profil <i>Ly-α</i>
Cadence (τ)	10 s	Observation des phénomènes dynamiques solaires et stabilisation de l'image
SNR	> 5	Minimum détectable entre le pic et le centre de la raie

1.3.1. Spécifications spectrales

SPEC 1. L'émission $Ly-\alpha$ est la plus importante dans le spectre VUV du Soleil (voir Figure 18). La bande passante spectrale sera centrée sur cette raie ($\lambda_\alpha = 121.567 \text{ nm}$).

SPEC 2. Le profil $Ly-\alpha$ présente un renversement. La profondeur de ce renversement, ainsi que l'asymétrie entre les pics sont variables en fonction de la structure et de la région observées (Figure 18 et Figure 19). Une résolution spectrale de $\delta\lambda = 0.005 \text{ nm}$ (pouvoir de résolution $R = \lambda/\delta\lambda = 24000$), permet à la fois l'analyse à haute résolution et une acquisition à haute cadence du profil spectral.

SPEC 3. Afin de tenir compte de la largeur de la raie et de ses possibles décalages spectraux (cf. Figure 19) la bande passante retenue est $\Delta\lambda \geq 0.6 \text{ nm}$.

1.3.2. Spécifications sur l'imagerie

SPEC 4. Le champ de vue (FOV) est limité à un carré de $FOV = 250''$ de côté, correspondant à la taille d'une région active moyenne entourée d'un peu de Soleil calme (voir Figure 20).

SPEC 5. La résolution spatiale est de l'ordre de $1''$ (ce qui correspond à $\sim 750 \text{ km}$ sur le Soleil vu de la Terre) pour résoudre les nombreuses petites structures solaires (voir Figure 20).

SPEC 6. Pour observer correctement les événements dynamiques, le temps d'acquisition du cube de données doit être limité à $\tau = 10 \text{ s}$.

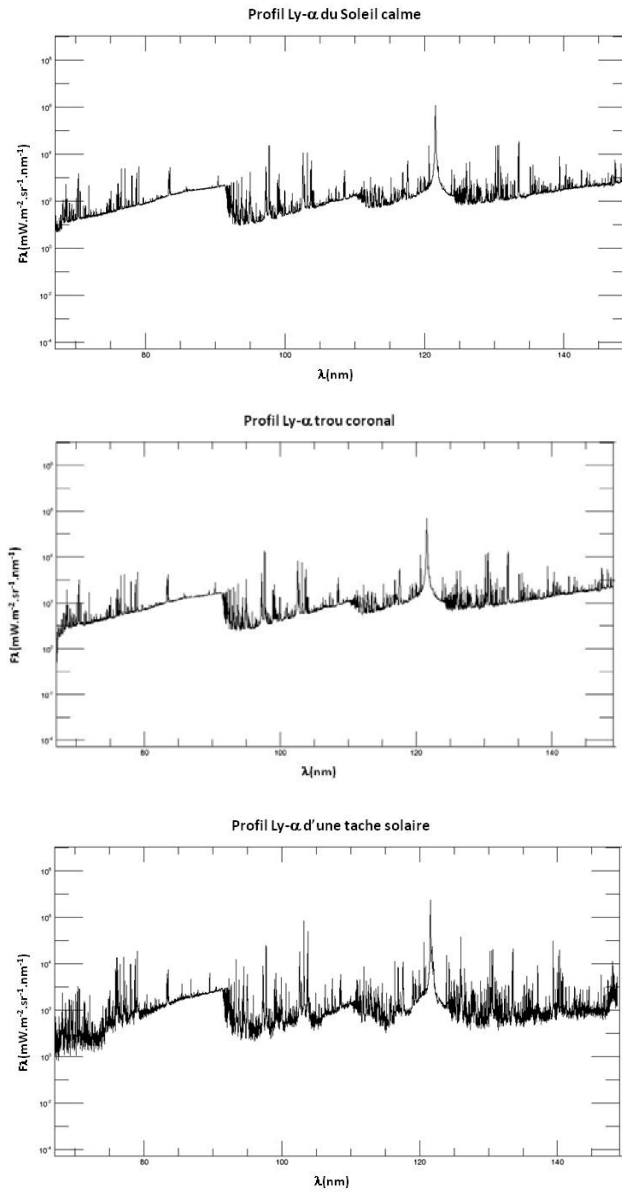


Figure 18. Profils d'émission au voisinage de la raie Ly- α en échelle logarithmique pour un trou coronal, le Soleil calme, et une tache solaire (qui est représentative d'une région active) dans un intervalle spectral qui va de 67 nm à 150 nm.

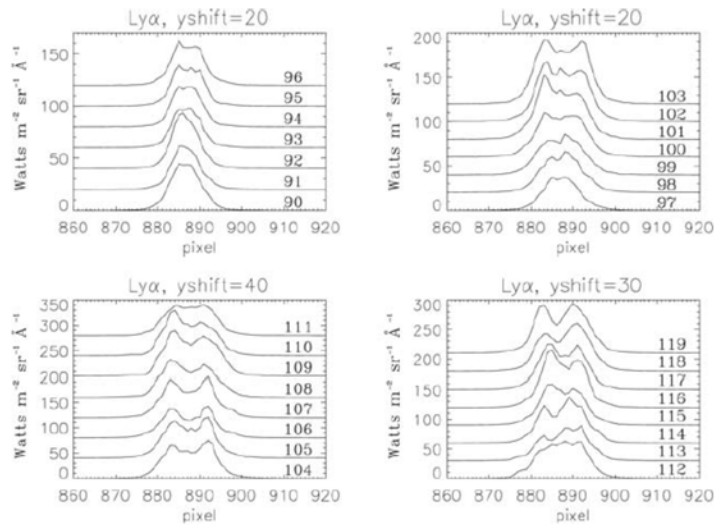


Figure 19. Profils $Ly\alpha$ observés à des positions consécutives de $1''$ à l'intérieur d'une protubérance (SUMER/SoHO).

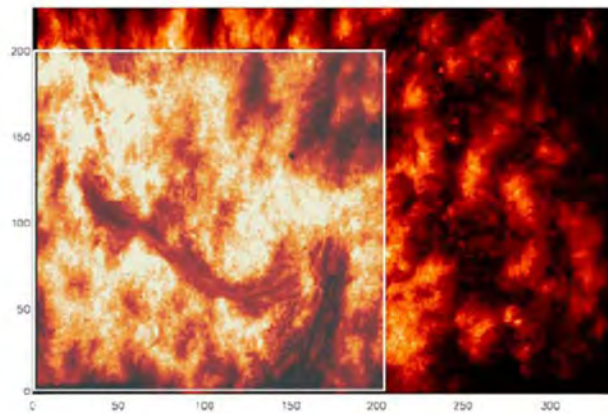


Figure 20. Filament $Ly\alpha$ observé par le vol de fusée VAULT. Le filament est inscrit dans un carré de surface $250'' \times 250''$, la résolution angulaire est de l'ordre de 0.38 arcsec .

2. CHOIX INSTRUMENTAL

2.1. DEFIS SPECIFIQUES DE L'INSTRUMENTATION UV

Le Soleil luit pour tout le monde, mais heureusement pour la vie sur la Terre, l'Ozone atmosphérique absorbe la totalité du rayonnement en dessous de 200 nm . Les phénomènes issus de ce type de rayonnement restent donc invisibles depuis la surface terrestre, et l'emploi d'instrumentation capable d'être embarquée est indispensable. Ceci n'est arrivé que vers le milieu des années 40 lorsque maturité technologique et amélioration des moyens de vol se sont donnés la main pour commencer les premiers voyages d'observation UV au-delà de l'atmosphère terrestre (voir Figure 21).

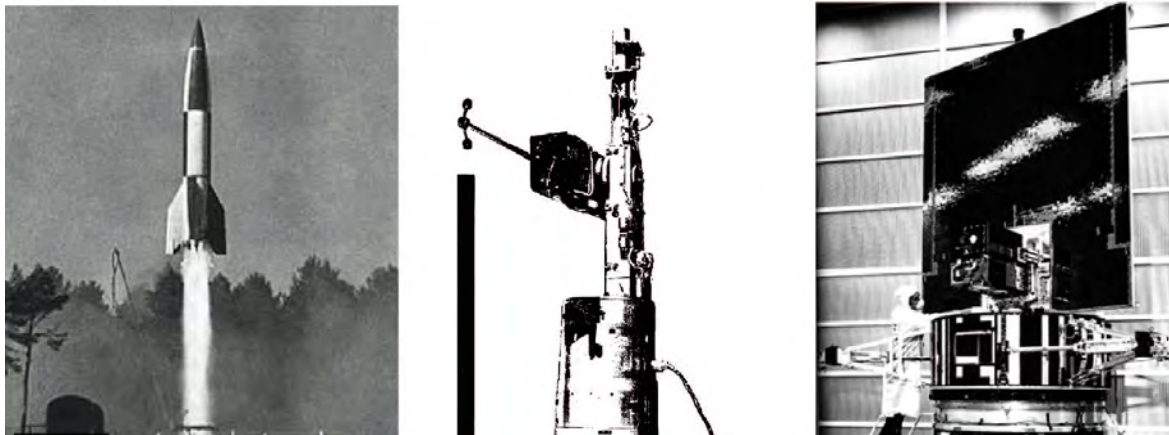


Figure 21. De gauche à droite : (1) Photo du premier vol de fusée type V-2 en 1942, réquisitionnées plus tard aux allemands après la Seconde Guerre Mondiale et utilisées pour réaliser les premiers vols de haute altitude ($> 80\text{ km}$) pour des buts militaires et scientifiques. Les premiers spectres à basse résolution dans l'UV furent capturés vers l'année 1948. (2) Photographie d'une fusée type Aerobee (apogée de 230 kms) permettant d'obtenir les premières images Ly- α du Soleil (1959) grâce à l'héliographe embarqué (Tousey et al. 1963). (3) Intégration du satellite OSO-8 lancé le 21 Juin de 1975, sa charge utile comportait un spectromètre français capable de mesurer une plage spectrale de $102 - 397\text{nm}$.

Les contraintes liées à l'environnement spatial influencent directement toute instrumentation dédiée. Les performances des charges utiles du satellite sont soumises à l'absence de gravité, les conditions de vide spatial, l'effet des rayonnements cosmiques sur les détecteurs et l'électronique, les vibrations et chocs lors du décollage ainsi qu'à des conditions thermiques extrêmes. De même les ressources de masse, de puissance, d'encombrement, et de télémétrie, sont réduites en vol et constituent des problèmes communs à tout projet spatial. L'enveloppe budgétaire et le besoin d'assurer le développement dans les délais au sein d'une organisation souvent complexe doivent être gérés sans transiger sur les performances de la mission. Dans ce contexte le succès d'un projet spatial implique le développement d'instruments hautement optimisés, ainsi que d'une expertise multidisciplinaire et de moyens technologiques significatifs.

L'instrumentation dans le domaine UV lointain nécessite en plus d'être spécialement adaptée aux caractéristiques de ce rayonnement.

Mentionnons d'abord que dans cette gamme spectrale, toutes les optiques deviennent hautement absorbantes. Une limite fondamentale a été démontrée expérimentalement lors de l'utilisation d'éléments dispersifs et/ou séparateurs d'amplitude. Le problème, étudié par l'Imperial College à Londres (Thorne et al., 1996), touche l'existence d'un seuil observé à 140 nm au-dessous duquel le taux de transmission de lames séparatrices de faisceaux en Fluorure de Magnésium (MgF_2 , très communément utilisé comme revêtement VUV) devient

quasiment nul. Concernant ce point, même si l'émission $Ly-\alpha$ est la plus importante dans le spectre VUV , les flux observés restent faibles. Pour augmenter le rendement de l'instrument on a à minimiser le nombre de surfaces optiques car les gains d'efficacité de réflexion sont bas par rapport à ce qui est commun aux longueurs d'onde visibles. Cette situation conduit aussi à privilégier les systèmes de type catadioptriques ou entièrement en réflexion.

Une autre considération à tenir en compte lors de la conception optique d'un instrument dédié aux observations dans le VUV concerne la qualité de l'image. Dans cette gamme spectrale, les effets de diffraction deviennent moindres. En contrepartie, les déformations du front d'onde dépendent essentiellement du rapport entre la longueur d'onde observée et la taille du défaut. En général, les effets de lumière diffusée sont donc d'autant plus importants lorsque la longueur d'onde devient courte. De ce fait, les composants optiques UV ont besoin d'avoir une très bonne qualité de surface optique, afin de limiter la dispersion de lumière par la rugosité de surface (voir Figure 22). Autrement les performances de l'instrument peuvent vite se voir dégradées car :

- Une partie du faisceau peut ne jamais atteindre le plan focal du détecteur ce qui se traduit par un affaiblissement du signal.
- La dispersion à grand angle produit des pertes de contraste.
- La tache image devient floue et la résolution angulaire diminue.

Ce phénomène de dispersion se voit accentué par les défauts d'alignement des optiques ainsi que par la présence d'éléments contaminants.

L' UV est aussi catalyseur du vieillissement des composants par fixation photochimique des films moléculaires et aussi par solarisation. Ceci entraîne un « obscurcissement » progressif des surfaces collectrices de rayonnement, que ce soit des optiques ou du/des détecteur/s qui va dégrader le signal.

C'est justement du point de vue du signal à détecter que l'on peut aussi rencontrer des difficultés. Les détecteurs classiques CCD ou aussi $CMOS$ à base de *Silicium* présentent une forte maturité technologique mais ont un rendement quantique faible dans l' UV . Les flux parasites de lumière visible peuvent s'avérer élevés, surtout en observation solaire, et rajouter un bruit de fond non-négligeable.

Le résultat de ces effets, cumulés, peut être critique lors d'une application d'imagerie ou de spectroscopie VUV . Cependant, l'évolution technologique permet petit à petit de dépasser constamment les limites et de prendre la main sur chaque nouveau défi observationnel.

Les processus d'usinage de substrats deviennent de plus en plus épurés, permettant de traiter les surfaces de matériaux d'application spatiale dont le polissage s'avérait difficile par les méthodes traditionnelles. Depuis les années 70, la maîtrise des milieux multi-couches de haute précision a permis d'améliorer les caractéristiques des optiques VUV (accroissement du pouvoir réflecteur, augmentation de la durée de vie des performances et amélioration de la sélectivité spectrale) tout en permettant de passer d'une incidence rasante à une incidence normale ce qui a réduit considérablement l'encombrement des télescopes et accroître leur sélectivité spectrale. Les nouvelles techniques de gravure de réseaux holographiques (c.f. ANNEXE B) permettent de produire des motifs à très haute résolution (> 5000 traits/mm) et sur des larges substrats (> 400 mm) pour répondre à des applications spectroscopiques de plus en plus performantes. L'optimisation du rendement quantique des détecteurs VUV est aussi un sujet de recherche active (A. Penquer, 2010). Le développement de CCD amincis et éclairés par leur face arrière permet d'obtenir des QE

(efficacité quantique, ou *Quantum Efficiency* en anglais) de l'ordre de 10-20 % dans la plage de 100 à 400 nm. En combinaison à d'autres techniques telles que le dépôt de pigments fluorescents *Lumogen* ou l'assemblage de galettes de micro-canaux au plan focal (*MCP* pour *MicroChannel plate*), la sensibilité du capteur peut s'élever à 40% pour le rayonnement *VUV*. L'utilisation de matériaux semi-conducteurs à large *bandgap*, principalement de l'*AlGaN* (mais aussi le diamant) offrent un grand potentiel pour l'avenir mais présentent encore de nos jours une faible maturité technologique.

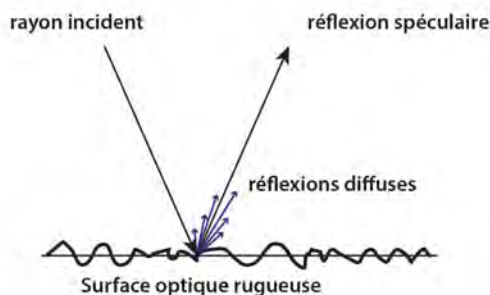


Figure 22. Les irrégularités de surface optique produisent des composantes de réflexion diffuse qui vont dégrader les performances de l'instrument.

2.2. CHOIX INSTRUMENTAL

L'instrument *IFTSUV* envisagé a pour fonction de réaliser une cartographie spectrale des régions actives du Soleil au voisinage de la raie *Lyman α* . Cependant, un bon nombre de techniques spectroscopiques combinées avec un détecteur *2D* permettent d'obtenir un cube *3D* de données contenant à la fois les informations spectrales et spatiales de la scène observée. Les différentes combinaisons donnant lieu à un instrument hyperspectral peuvent se classer en fonction de la façon dont le signal est spectralement discriminé en trois grandes catégories (Y. Ferrec, 2008) :

- Les techniques de spectroscopie à filtre qui travaillent avec des composants de type filtre passe bande, mais aussi avec des filtres accordables de type *Fabry-Perot*, filtres acousto-optiques, à cristaux liquides...
- Les techniques de spectroscopie dispersive qui mettent en jeu des éléments optiques dispersifs de type réseau à diffraction, prisme, ou *grism*.
- Les techniques de spectroscopie par transformée de *Fourier*, qui reposent sur le principe d'interférences à deux ondes.

L'ensemble de ces possibilités techniques peut encore être regroupée en fonction de la façon dont l'information *3D* est dispatchée sur le détecteur bi-dimensionnel. Par exemple, dans le cas des spectromètres à dispersion, l'axe spatial *x* du détecteur est utilisé pour étaler le spectre de la lumière observée à travers une fente. La dimension spatiale *y*, perpendiculaire à la direction de dispersion est définie par la longueur de la fente d'entrée. Chaque ligne du détecteur contient alors un spectre dispersé d'un point de la fente (voir Figure 23.). A chaque instant, la matrice de détecteurs permet d'enregistrer l'ensemble de l'information spectrale en deux dimensions (*x*, λ) d'une ligne de la scène (F. Grandmont, 2006). Pour obtenir la deuxième dimension spatiale, on doit donc faire défiler la scène le long de la direction de dispersion.

Inversement, les spectromètres basés sur l'interférométrie à deux ondes (que ce soit par modulation en amplitude ou en front d'onde) donnent lieu à des images (*x,y*) de la scène

observée mais nécessitent souvent d'échantillonner le spectre sur chaque élément de pixel spatial.

La nature 2D des détecteurs contraint donc généralement à balayer une des trois dimensions du cube de données dans le temps. Seules les caméras panchromatiques à filtre passe bande, et les techniques en spectroscopie dispersive multi-fente ou celles qui sont couplées à un dispositif dit de couverture intégrale de champ (*IFU* pour *Integral Field Unit* en anglais) donnent lieu à des acquisitions 3D instantanées. Ces derniers permettent d'échantillonner et ré-arranger le champ de vue le long de la fente d'entrée du spectromètre moyennant des matrices de fibres, de micro-lentilles, ou encore des découpeurs de champs consistant en des empilements de petits miroirs légèrement tournés les uns par rapport aux autres (voir Figure 24).

Le bon choix repose alors sur la possibilité d'intégrer un instrument dont les performances puissent s'adapter aux paramètres d'observation définis dans notre cahier des charges (voir section 1.3). Dans le cadre de ce besoin, cette sélection se heurte en plus aux difficultés spécifiques de la gamme spectrale observée (voir paragraphe 2.1). Les spectromètres classiques à dispersion ayant un potentiel imageur sont pour cette raison souvent réalisés au moyen de réseaux de diffraction en réflexion. Il s'agit de la technique en spectroscopie la plus exploitée de nos jours dans le domaine de la physique UV du Soleil. De tels instruments ont été ou seront embarqués dans des missions telles que *SoHO* (*SUMER*), *SDO* (*EVE*), *Solar Orbiter* (*SPICE*) et constituent des candidats potentiels pour les missions futures (*LEMUR* pour la mission *Solar-C*). Ils sont préférés aux prismes et *grisms* non seulement à cause de leur plus grand pouvoir de dispersion, mais aussi du fait que les matériaux en transmission disponibles pour travailler à cette longueur d'onde sont très opaques et difficilement polissables. De même, l'ensemble des solutions à haute sélection spectrale, mais basées sur des optiques en transmission : filtres acousto-optiques, filtres biréfringents, *FTS* à séparatrice classique... deviennent hautement inefficaces dans l'UV et sont par conséquent aussitôt rejetées. Dans les cas des caméras à filtre interférentiel, le choix peut être écarté en raison de leur faible pouvoir de résolution spectrale ($R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} < 15$). Inversement, l'instrumentation basée sur des *Fabry-Pérot*s nécessite d'ajouter des pré-filtres également inefficaces mais présentent surtout des bandes passantes très étroites ($\sim 10^{-1}$ Å) lorsque l'on veut travailler à haute résolution.

L'intérêt et les avantages du développement d'un spectro-imageur à *TF* adapté aux besoins de la physique solaire qui est au centre de cette étude seront décrits dans le chapitre qui suit. Ce nouvel instrument possède notamment la particularité de présenter un schéma optique basé sur des optiques uniquement en réflexion ce qui lui confère la capacité de réaliser des observations dans le domaine UV lointain d'intérêt. Une comparaison plus exhaustive entre des spectro-imageurs basés sur un concept à réseau (en réflexion) classique, et *ISHS* (*Imaging Spatial Heterodyne Spectrometer*, Damiani et al., 2007) statique est faite dans la section 10 du chapitre II du manuscrit.

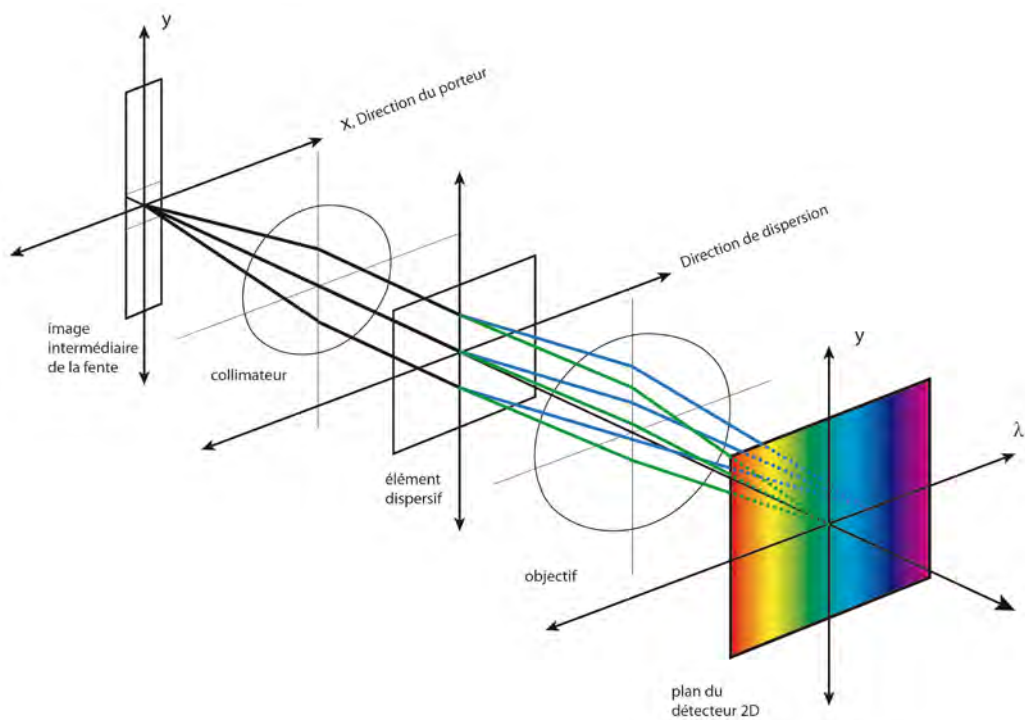


Figure 23. Illustration du principe d'un spectro-imageur à dispersion classique avec un détecteur matriciel au plan focal. Le spectre est dispersé sur l'axe x du détecteur, alors que la scène le long de la fente est imagée sur l'axe y . Pour acquérir le reste de l'image il est nécessaire de balayer le champ de vue dans la direction de la dispersion.

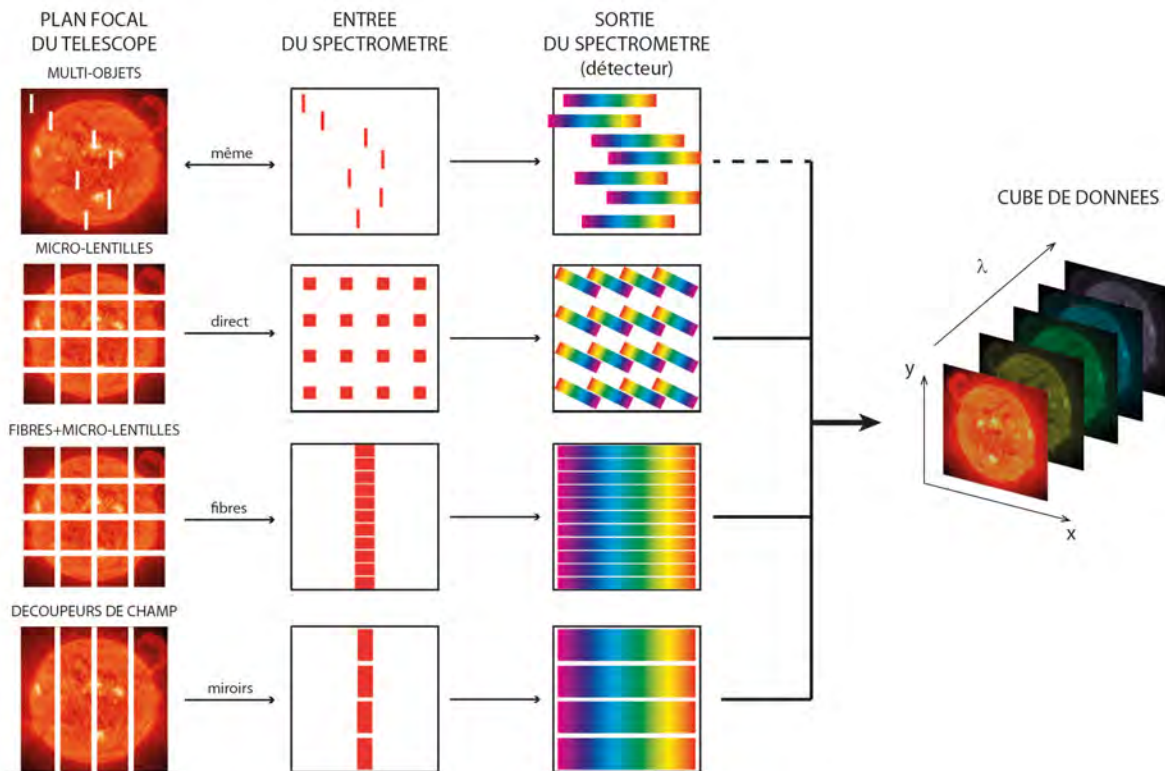


Figure 24. Illustration des différentes techniques permettant de réaliser de la spectroscopie multi-objets ou à champ intégral. Le champ spatial peut être échantillonné de différentes façons ce qui permet d'acquérir simultanément les informations spectrale et spatiale sans qu'elles soient mélangées en entrée du spectromètre. En spectroscopie multi-objet, un masque à plusieurs fentes positionnées à des colonnes adjacentes permet d'étaler le spectre à des différents endroits du champ de vue. Les principaux inconvénients de cette technique sont l'existence de zones mortes de spectre à cause des débordements du spectre sur le détecteur et les « lacunes » spatiales qui se produisent à cause de la répartition des fentes. Une matrice de micro-lentilles permet de juxtaposer les spectres dispersés par un réseau convenablement orienté mais conduit souvent à la « pixélisation » du champ ce qui vient dégrader la résolution spatiale. Les systèmes à micro-lentilles fibrées corrigent ce défaut en ré-arrangeant le champ sur une ligne de points le long de la fente cependant le positionnement des fibres s'avère ardu et pas exempt d'erreurs ce qui conduit à des distorsions d'image et des pertes de lumière. Les systèmes à découpage de champ, formés par des empilements de miroirs légèrement tournés les uns par rapport aux autres, réalisent un échantillonnage spatial homogène et continu mais sont cependant limités à des scènes de quelques arcsecondes.

3. FIL CONDUCTEUR DU MANUSCRIT

Ce manuscrit est articulé en deux parties comprenant deux chapitres chacune. Il se décline comme suit.

Dans la première partie de ma thèse je présente la phase de pré-étude du concept et du design d'un spectro-imageur à transformée de *Fourier* travaillant dans l'*UV* lointain. Le chapitre I est un chapitre explicatif. Celui-ci définit les principales notions nécessaires à la compréhension du principe de fonctionnement de l'instrument *IFTSUV*. Ces descriptions reposent sur une approche théorique élémentaire de l'interféromètre de *Michelson* qui concerne aussi la façon dont le schéma optique de l'interféromètre traditionnel peut être adapté à une solution uniquement en réflexion, condition *sine qua non* pour la réalisation d'observations dans l'*UV* lointain. L'accent sera porté sur les avantages potentiels de l'*IFTSUV* face aux autres types d'instrument. Une présentation plus précise et détaillée de l'instrument est reportée dans le chapitre II. Ce chapitre traite l'évaluation des spécifications devant être atteintes par l'instrument *IFTSUV* et permettant de répondre au besoin scientifique exprimé dans l'introduction. La spécification technique de l'instrument est abordée à travers des hypothèses simplificatrices de son fonctionnement. Le niveau de détail du modèle sera cependant suffisant pour aboutir à un concept et un dimensionnement d'instrument raisonnablement précis. Le bilan des spécifications techniques de l'instrument *IFTSUV* conduira enfin à la définition d'un cahier des charges instrumental. A ce stade là une discussion sur les avantages et les inconvénients de cette technique permettra de justifier le choix instrumental. Le budget d'erreur souligne le besoin d'un moyen de contrôle et de mesure efficaces de la différence de chemin optique afin de pouvoir maintenir les spécifications demandées à l'instrument.

La deuxième partie du manuscrit aborde la réalisation en laboratoire du banc optique du démonstrateur de métrologie de l'instrument *IFTSUV*. Le chapitre III présente le concept optique choisi pour la réalisation de la maquette du démonstrateur du système de métrologie. L'étude menée dans le chapitre précédent permet d'établir les spécifications préliminaires du système. Le chapitre IV développe l'aspect matériel : la réalisation de la maquette ainsi que les tests et résultats sur le dispositif sont présentés. L'analyse des difficultés rencontrées lors de la réalisation du banc est discutée, ainsi que les performances atteintes lors de l'expérience. La revue critique du concept aboutit à la conclusion du chapitre. Une solution de type monolithique de l'architecture métrologique est proposée en perspective. Ce nouveau concept basé sur le principe d'origine, permettrait de s'affranchir des difficultés expérimentales rencontrées, et pourrait s'intégrer dans le système *IFTSUV* en vue d'un possible développement spatial.

PREMIERE PARTIE



CHAPITRE I :

DEFINITION DES SPECIFICATIONS D'UN *IFTSUV*

Ce chapitre présente une vision globale du fonctionnement de l'instrument *IFTSUV*. Premièrement la description du concept de spectro imageur à transformée de Fourier est abordée. Comme vu dans l'introduction, l'observation de l'*UV* lointain n'est pas efficace si l'on utilise des éléments optiques en transmission. Le nouveau concept de spectro-imageur à *TF* basé sur des réseaux à diffractions en réflexion permet de répondre à cette exigence. Ensuite sont spécifiés les paramètres qui définissent en premier lieu ce genre d'instrumentation. D'une part les principales relations reliant les aspects géométriques et optiques aux caractéristiques spectrales de l'*IFTSUV* sont rappelées. D'autre part la relation qui relie le bruit entre les espaces de l'interférogramme et du spectre à travers le théorème de *Parseval* est énoncée. Finalement, les différents postes contribuant à la dégradation du signal sur bruit sont répertoriés. Ce chapitre met aussi en valeur les avantages potentiels théoriques de cette technique justifiant son choix parmi les autres. En conclusion, les principaux problèmes techniques sont identifiés et discutés.

4. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT *IFTSUV*

4.1. DESCRIPTION DU PRINCIPE *IFTSUV*

L'*IFTSUV* est basé sur un interféromètre de *Michelson*, donc à division d'amplitude. Le faisceau lumineux provenant de l'entrée de l'interféromètre est divisé suivant deux chemins optiques différents correspondant aux deux bras de l'interféromètre. L'enregistrement de l'intensité en fonction de la différence de marche optique (ddm, x) donne l'interférogramme $I(x)$. Si la source est monochromatique, on obtient un interférogramme en forme de sinusöide. Dans le cas d'une source polychromatique de distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$, l'interférogramme mesuré est alors la somme des interférogrammes résultant de chacune de ces ondes élémentaires, soit de la forme :

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

où $\sigma(cm^{-1})$ est le nombre d'onde du rayonnement, donné par $\sigma(cm^{-1}) = \nu/c = 10^7/\lambda(nm)$, $\nu(Hz)$ étant sa fréquence, $c(m/s)$ la vitesse de la lumière et λ sa longueur d'onde en nm. Le

spectre du signal $B(\sigma)$ est obtenu en faisant la transformée de *Fourier* inverse (TF^{-1}) de l'interférogramme :

$$B(\sigma) = \int_0^{+\infty} I(x) \cos(2\pi\sigma x) dx \quad (2)$$

Pour l'utilisation de ce spectromètre en mode spectromètre imageur un système afocal est placé en entrée afin de mettre en forme le faisceau dans le bloc interférométrique ; une parabole hors-axe de focalisation est placée en sortie devant le détecteur bi-dimensionnel (Figure 26), de façon à ce que chaque pixel élémentaire de la scène observée génère un interférogramme. A chaque pas du déplacement du miroir de l'interféromètre, une image à deux dimensions est obtenue. A la fin du balayage de la *ddm* on obtient un cube d'images $2D$, la troisième dimension du cube étant la différence de marche optique. Si on considère une section de dimension un pixel du cube, on obtient l'interférogramme pour cet élément spatial. En appliquant la *TF* inverse à cet interférogramme, on obtient alors le spectre de la lumière provenant de la zone imagée sur le pixel. Une fois cette opération effectuée sur chaque pixel, on obtient le cube de données final, constitué d'images monochromatiques (Figure 25).

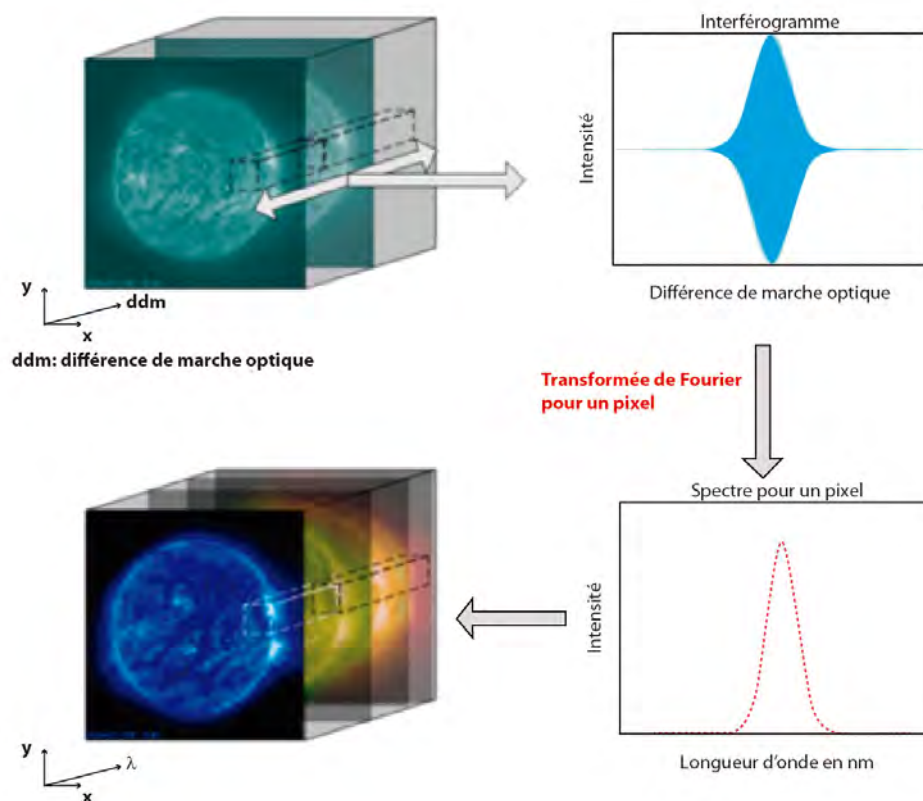


Figure 25. Illustration du fonctionnement d'un spectro-imageur à transformée de *Fourier*.

4.2. DESCRIPTION DU SCHEMA OPTIQUE DE *IFTSUV*

La Figure 26 montre le schéma optique et géométrique simplifié de l'instrument spectro-imageur à transformée de *Fourier* fonctionnant dans le *VUV* (*IFTSUV*). Le principe de base reste identique à celui d'un *Michelson* : la séparation et la recombinaison du front d'onde de la source à analyser se fait à l'aide de deux réseaux de diffraction *R1* et *R2* en réflexion travaillant dans les ordres ± 1 . L'ensemble est maintenu compact par quatre miroirs de repli plans ($+M$, $+M'$, $-M$ et $-M'$) qui forment chacun des deux bras de l'interféromètre. Un de ces miroirs plans est mobile et permet de faire varier la différence de marche optique (ddm). Le système résultant est à dispersion nulle.

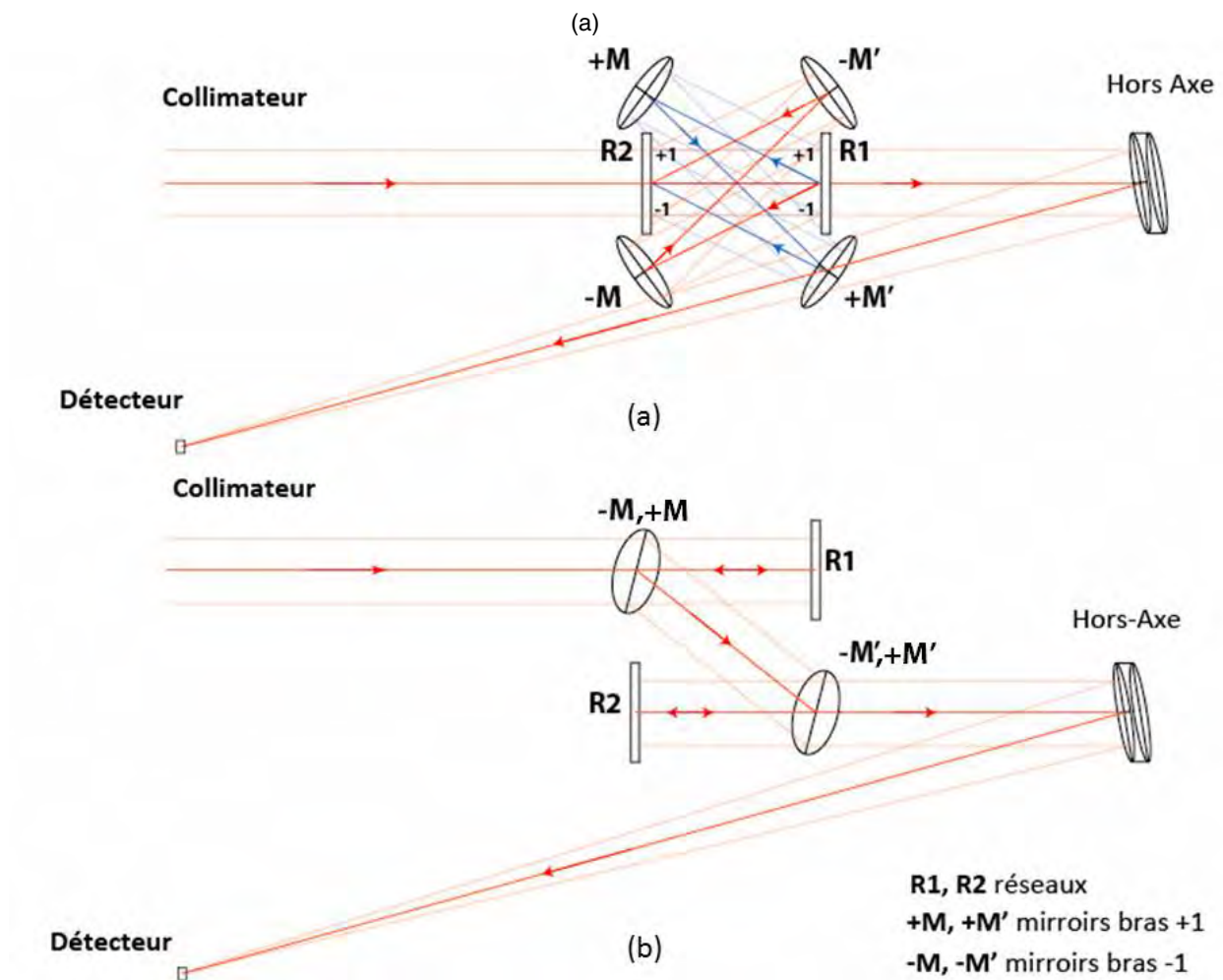


Figure 26. Illustration du schéma optique de l'*IFTSUV* : (a) vue de face ; (b) vue de côté (les images ne sont pas à l'échelle).

5. SPECIFICATIONS INSTRUMENTALES

5.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE, ET RESOLUTION SPECTRALE

5.1.1. Intervalle spectral libre

On définit l'intervalle spectral libre (*ISL*) comme l'intervalle maximal de longueur d'onde, pour lequel il n'y a pas de recouvrement spectral. Le schéma optique de l'*IFTSUV* bénéficie de l'avantage « d'auto-filtrage » : l'*ISL* peut être relié au parcours optique des faisceaux dans le système à deux réseaux. La diffraction dans les ordres ± 1 du réseau *R1* produit la dispersion du faisceau incident. Cette dispersion est annulée en sortie après diffraction sur le réseau *R2*.

L'*ISL* correspond alors à la largeur à la base du filtre trapézoïdal résultant du double passage dans le système à deux réseaux (Figure 27 et ANNEXE B). Ce filtrage trapézoïdal se caractérise en fonction des dimensions du faisceau à l'entrée du système *d*; du parcours optique *S* séparant les réseaux *R1* et *R2*; de la dispersion angulaire ω (rad/nm) et du nombre de traits illuminés *t* des réseaux. On peut alors écrire:

$$ISL(\lambda) = \Delta\lambda + \frac{2d}{S \times \omega} \quad (3)$$

où $\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm}$ correspond à la largeur au sommet du filtre trapézoïdal (cf. SPEC 3 et Figure 27). Ceci constitue un avantage remarquable car il permet de s'affranchir de l'utilisation de filtres en transmission, ce qui viendrait forcément réduire l'efficacité optique et donc la quantité de signal dans l'instrument (cf. paragraphe 5.3 et Figure 53).

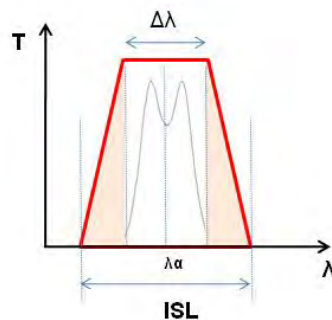


Figure 27. Illustration du profil du filtre trapézoïdal résultant du double passage sur réseau (le dessin n'est pas à l'échelle).

5.1.2. Echantillonnage

L'échantillonnage de la différence de marche optique est déterminé par le théorème de *Shannon-Nyquist* qui établit une relation entre l'intervalle spectral libre $ISL(\sigma)$ (en cm^{-1}) et la taille du pas d'échantillonnage, $\delta = 1/2ISL(\sigma)$ en *mm*. Chaque pas d'échantillonnage correspond à un pas de déplacement mécanique du miroir (*dx*) de $2dx = \delta$. Résolution

spectrale, bande passante et nombre de pas d'échantillonnage sont reliés par la relation $N = ISL(\sigma) / \delta\sigma$.

5.1.3. Résolution spectrale et bande passante

Un échantillonnage défini par l'intervalle fini contenu dans une fenêtre trapézoïdale telle que décrite en section 5.1.1 conduit à la troncature de l'interférogramme. Dans une première approche on va considérer que la contribution du signal contenu dans les ailes de la raie $L\gamma$ à l'extérieur de la base du trapèze définie par $\Delta\lambda$ est négligeable. L'effet de la troncature de l'interférogramme par un intervalle de différence de marche maximale $2L$ fini, revient alors à un produit par une fonction porte de largeur $[-L/2, +L/2]$. Ce produit se traduit par une convolution dans l'espace de *Fourier*. Le spectre obtenu est alors convolué par la transformée de la porte. Cette transformée de *Fourier* étant un sinus cardinal, on définit la résolution spectrale de l'instrument comme la largeur à mi-hauteur (*FWHM*) :

$$\delta\sigma = \frac{1,207}{2L} \quad (4)$$

5.2. CHAMP DE VUE ET RESOLUTION ANGULAIRE

5.2.1. Système d'imagerie

Le système d'imagerie est assuré par un ensemble de trois miroirs paraboliques hors axe respectivement nommés *OAP-1*, *OAP-2* et *OAP-3*. La Figure 28 illustre le principe et intégration du système d'imagerie : il consiste en un système de collimation à l'entrée du *IFTSUV* formé par deux de ces miroirs paraboliques (*OAP-1* et *OAP-2*); et une dernière troisième parabole (*OAP-3*) en sortie de l'interféromètre pour imager le champ sur le plan focal de la matrice de détecteur.

Les paraboles *OAP-1* et *OAP-2* sont placées en entrée formant un système afocal de grandissement $M = D/d$, D étant le diamètre d'ouverture du système ; d le diamètre du faisceau collimaté. La relation des distances focales entre les paraboles *OAP-1* et *OAP-2* est:

$$f_{OAP-2} = d \times F\# \quad (5)$$

où le rapport d'ouverture (ou *nombre-f*) est exprimé comme $F\# = D/f_{OAP-1}$, f_{OAP-1} étant la focale du miroir primaire.

Le dernier miroir *OAP-3* focalise la sortie interférométrique sur la matrice de détecteurs.

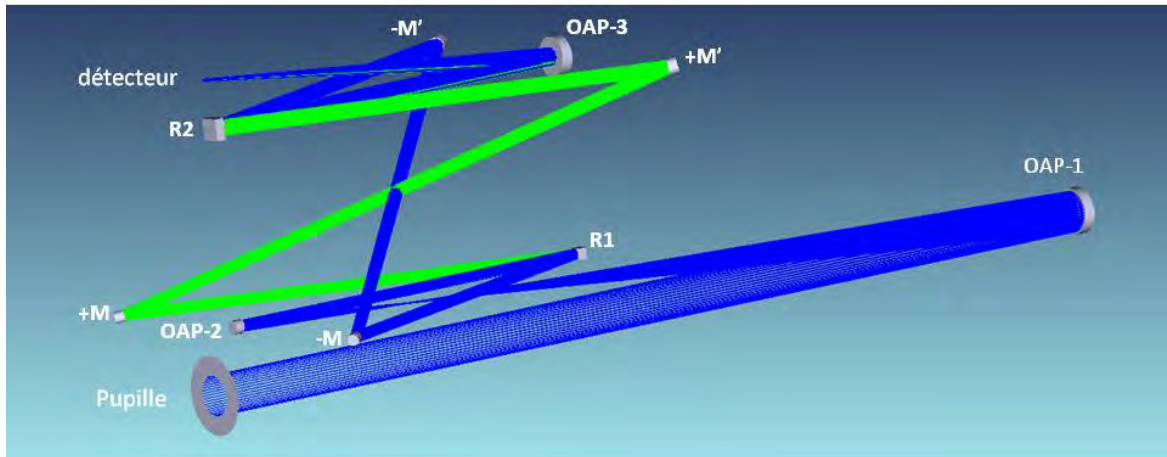


Figure 28. Illustration de l'intégration du système d'imagerie formé par trois miroirs paraboliques hors axe (OAP-1, OAP-2, et OAP-3). Ce système est configuré de façon à avoir un télescope afocal en entrée (OAP-1 et OAP-2) qui délivre un faisceau parallèle dans le bloc interférométrique ; puis un troisième paraboloïde en sortie de *IFTSUV*, pour l'obtention de l'image par focalisation sur le détecteur.

5.2.2. Qualité de l'image

La qualité de l'image est limitée par les effets de diffraction et des aberrations géométriques.

L'avantage d'une configuration hors axe telle que décrite précédemment est d'éviter l'obscuration au centre de l'image. L'utilisation de miroirs de surface parabolique hors axe introduit cependant des aberrations.

Plusieurs critères sont utilisés pour établir une qualité d'image acceptable :

- *Critère de Rayleigh*. Ce critère établit que l'erreur du front d'onde introduit par les surfaces optiques ne doit pas dépasser une valeur *peak-to-valley* de $\frac{\lambda}{4}$ (P-V).
- *Critère de Maréchal*. Ce critère exprime les tolérances sur l'erreur du front d'onde en termes de *rms* ce qui correspond à $\frac{\lambda}{13.4}$ (RMS).
- *Condition de Danjon-Couder*. La tache géométrique doit être à l'intérieur de la tache de diffraction et l'erreur sur la déviation du front d'onde doit vérifier le critère de *Rayleigh*.
- *Critère de Strehl*. Ce rapport mesure la fraction de pertes d'intensité dans le pic de diffraction de *Airy* en fonction des erreurs du front d'onde, et il est utilisé pour définir le niveau maximum acceptable d'aberration du front d'onde, fixé par convention à *0.80 Strehl* :

$$Strehl = \frac{I_{réel}}{I_{Airy}} \gtrsim 0.80$$

Le rapport de *Strehl* est une mesure de l'excellence optique sur le rendement théorique, plutôt que l'expression de la qualité de surface ou la forme du front d'onde. Il s'agit de l'expression la plus significative des effets des aberrations sur la qualité de l'image.

5.2.3. Format du détecteur

Le champ et la résolution spatiale seront accordés avec le format du détecteur. La taille du pixel sera accordée aux dimensions de la tache image. Si on veut que l'énergie contenue dans le pic central de la tache d'Airy, $\theta_{Airy} = \frac{2.44\lambda}{D}$, soit, pour des raisons d'échantillonnage et d'éviter les effets d'*aliasing*, confinée dans deux pixels du détecteur, le diamètre, d_{px} , d'un pixel élémentaire doit être de :

$$d_{px} = d_{Airy}/2 = 1.22\lambda \times F\# \quad (6)$$

5.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

5.3.1. Réponse spectrale de l'instrument

On définit $K(\sigma)$ comme la constante de l'instrument, qui combine les différentes réponses spectrales, l'ouverture et le champ de vue de l'instrument, pour calculer le signal $S_\sigma(ph.s^{-1}.px^{-1}.cm^{-1})$ mesuré sur le détecteur :

$$S_\sigma(ph.s^{-1}.px^{-1}.cm^{-1}) = K(\sigma) \times B_\sigma(ph.s^{-1}.cm^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1}) \quad (7)$$

$$K(\sigma) = A_e \times R_\sigma \times T_\sigma \times QE \times \phi^2 \quad (8)$$

où A_e est la surface de la pupille d'entrée en cm^2 , $A_e = \pi r^2$; $R_{\sigma\lambda}$ l'efficacité des optiques, T_σ est la transmission du filtre trapézoïdal tel qu'il a été défini dans la section; QE est l'efficacité quantique pour un détecteur *UV* standard ; ϕ est la résolution angulaire en radians.

On a converti la radiation spectrale $F_\sigma(mW.m^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1})$ émise par le Soleil (Figure 18) en intensité spectrale détectée $B_\sigma(ph.s^{-1}.cm^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1})$ moyennant la relation :

$$B_\sigma(ph.s^{-1}.cm^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1}) = 0.001 \times (0.01)^2 \times \frac{1}{h\nu} \times F_\sigma(mW.m^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1}) \quad (9)$$

où $h\nu$ est l'énergie des photons, $\nu (Hz) = c/\lambda$, et $c \approx 3 \times 10^8 m.s^{-1}$ la vitesse de la lumière.

5.3.2. Le budget d'erreur

Le bruit est l'ensemble des signaux indésirables qui dégradent l'information mesurable. Le bruit peut se retrouver dans toutes les étapes de la chaîne d'acquisition de l'image : de la source à l'électronique (voir Figure 29).

Les différentes contributions du bruit au signal enregistré se font de forme additive σ_i (somme quadratique ou encore, bruit blanc) ou multiplicative σ_j (somme quadratique de facteurs de modulation) et le bruit total Σ_σ peut être exprimé comme :

$$\Sigma_\sigma^2 = \sum_i \sigma_{\sigma,i}^2 + B_\sigma^2 \sum_j \sigma_{\sigma,j}^2 \quad (10)$$

L'ensemble de ces contributions est résumé dans le Tableau 3.

On définit alors le rapport signal sur bruit dans le spectre (SNR_σ) comme:

$$SNR_\sigma = \frac{M_\sigma S_\sigma}{\Sigma_\sigma} \quad (11)$$

avec M_σ étant le facteur de pertes de contraste du signal.



Figure 29. Chaîne de bruit.

Tableau 3. Classification des différents postes de bruit.

Classification des différents postes de bruit		
Bruit	Additif	Multiplicatif
Photon	x	
Echantillonnage	x	
Détecteur	x	
Electronique	x	
Alias	x	
Numérisation	x	
Source		x
Vitesse du miroir		x
Dérive		x

5.3.3. De l'interférogramme au spectre

Chaque type de bruit est caractérisé par la manière dont il dépend de l'intensité du signal acquis, qui dans notre cas est l'interférogramme. Il est donc important de définir le passage de l'interférogramme au spectre.

On définit le rapport signal sur bruit dans l'interférogramme (SNR_x) comme le rapport entre la valeur du signal interférométrique à la différence de marche zéro ($ZPD, I(0)$) et le bruit σ_x :

$$SNR_x = \frac{I(0)}{\sigma_x} \quad (12)$$

Pour une acquisition symétrique contenant l'intervalle de ddm autour de la ZPD , l'interférogramme s'exprime de la façon suivante:

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{-i2\pi\sigma\delta} d\sigma \quad (13)$$

où le spectre est récupéré en faisant la transformée de *Fourier* inverse :

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) e^{+i2\pi\sigma\delta} d\delta \quad (14)$$

Echantillonner périodiquement une fonction en N points est équivalent à multiplier cette fonction par un peigne de *Dirac*. La périodisation du spectre implique une opération de convolution par un peigne de *Dirac*. La discrétisation de la transformée de *Fourier* et le théorème de *Parseval* (voir ANNEXE A), permettent de relier le signal de l'interférogramme au signal moyen du spectre $\overline{S_\sigma}$:

$$I(0) = \delta\sigma \sum_{k=0}^{N-1} S_e(k\delta\sigma) = \delta\sigma N \overline{S_\sigma} \quad (15)$$

On peut aussi d'après le théorème de *Parseval* écrire l'équivalence de bruits dans les deux espaces (interférogramme, σ_x , et spectre, σ_σ) comme (*Graham, J.-R. et al., 1998*):

$$\sigma_{\sigma|Réel} = L \sqrt{\frac{2}{N}} \sigma_x \quad (16)$$

Ceci nous permet de ré-écrire le rapport signal à bruit dans le spectre en fonction du bruit dans l'interférogramme comme :

$$SNR_\sigma = \frac{S_\sigma}{\sigma_\sigma} = \sqrt{\frac{2}{N}} \frac{S_\sigma}{\overline{S_\sigma}} SNR_x \quad (17)$$

6. CHOIX INSTRUMENTAL : LES AVANTAGES POTENTIELS D'UN *IFTSUV*

Le choix d'un *IFTSUV* repose sur des critères bien définis. L'ensemble des avantages que présente un *IFTS* peut être résumé avec les points suivants :

Schéma optique : On peut adapter une solution entièrement en réflexion pour rendre le système compatible avec les observations *VUV*. Le nombre de surfaces a été réduit au maximum, et l'encombrement résultant est relativement réduit.

L'avantage de Jacquinot :

Aussi connue comme l'avantage de l'étendue, qui traduit le fait que l'étendue géométrique de la source peut être augmentée sans brouiller les franges d'interférence. Ceci permet (i) d'avoir plus de flux à l'entrée et donc d'atteindre des signaux et des cadences plus élevées ; (ii) d'avoir accès à un champ de vue instantané.

Résolution et flexibilité :

Les spectromètres à *TF* permettent d'atteindre une résolution spectrale élevée et flexible. Ceci peut représenter un grand avantage vis-à-vis l'observation de phénomènes « mouvementés ». Résolution spectrale et différence de marche optique sont corrélées, et plusieurs modes d'observations pourraient être ainsi envisagés: des échantillonnages longs et à très haute résolution pour surveiller le Soleil calme ; et des acquisitions rapides à moins bonne résolution pour suivre les événements dynamiques. On peut tout de même avoir une image panchromatique de la scène en s'arrêtant à un point d'acquisition, ce qui est utile pour détecter des éventuelles variations de la source et pour re-pointer la ligne de visée. En allant plus loin, on pourrait aussi envisager de couvrir des bandes passantes spectrales plus ou moins larges rien qu'en faisant varier la taille du pas d'échantillonnage.

Ces avantages font la preuve d'une certaine supériorité d'un *IFTSUV* par rapport aux autres techniques et pour le besoin scientifique exprimé. Néanmoins, les autres dispositifs pouvant être considérés : réseau à dispersion et spectro-imageur à transformée de *Fourier* statique (*ISHS*) ; ainsi que le choix adopté seront plus largement discutés dans le chapitre II. Je n'écarterai pas la possibilité que les autres options auraient pu conduire à des performances équivalentes (ou peut être supérieures), et il faut préciser que ce choix a aussi été très influencé par deux facteurs. D'une part, les résultats obtenus avec cette technique dans d'autres domaines de longueur d'onde sont très encourageants et engagent à poursuivre cette voie pour l'ultraviolet. Réciproquement, l'originalité d'avoir recours à ce type d'instrument dans cette gamme spectrale lui confère un caractère novateur et particulièrement attractif, ce qui fait le mérite de son étude.

7. CONCLUSIONS

L'ensemble des spécifications présentées précédemment mène aux conclusions décrites par la suite qui feront l'objet d'une analyse plus détaillée dans le deuxième chapitre de cette thèse. Les points durs qui resteront hors de portée de l'analyse sont aussi répertoriés.

7.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE ET RESOLUTION SPECTRALE

L'expression (3) (section 5.1.1 et ANNEXE B) souligne une qualité intrinsèque du schéma optique de l'*IFTSUV* qui est capable par lui-même de sélectionner la bande passante acceptée sans avoir théoriquement besoin d'un autre système de filtrage du signal. On doit chercher la géométrie qui, sans introduire de vignettage dans l'intervalle spectral choisi, minimise la taille des optiques et qui impose d'après les relations (3) et (4) le volume de *IFTSUV*. Le domaine spectral couvert est donc uniquement limité par la bande passante sélectionnée et par la différence de chemin optique maximale.

La validité de la relation (3) représente un autre atout du fait de pouvoir utiliser le théorème de *Shannon-Nyquist* limité à l'*ISL* ce qui permet de réduire significativement le nombre de points d'échantillonnage. Partant d'une position centrale, l'interférogramme sera symétriquement échantillonné d'un côté et d'autre de l'*OPD* de façon à vérifier les relations présentées dans les sections 5.1.2 et 5.1.3 et de s'affranchir des problèmes de mauvaise estimation de la différence de marche zéro.

La dynamique des événements solaires impose une cadence de mesure qui peut être uniquement accomplie par une acquisition de l'interférogramme en mode continu. Ce mode d'acquisition « au vol » présente cependant de l'avantage de filtrer les basses fréquences de bruit et de faire donc face aux dérives environnementales pendant la mesure. Afin d'optimiser le temps de fonctionnement utile de l'instrument, les interférogrammes sont acquis dans les deux sens de déplacement du miroir mobile.

Le nombre de pas d'échantillonnage doit demeurer raisonnable de façon à correspondre avec l'état de l'art de la technologie de détecteurs disponibles, et plus concrètement à ses capacités en termes de taux et d'électronique d'acquisition.

7.2. QUALITE DE L'IMAGE

L'évaluation des critères décrits en section 5.2.2 sur le système d'imagerie permettra de valider les performances de l'*IFTSUV* en termes de qualité d'image. Quelques considérations sont prises en compte pour accomplir les besoins décrits dans le Tableau 2, en section 1.3.1 et section 1.3.2 sont :

- Pour réduire l'encombrement, le champ de vue de 250'' carrés est imagé par une ouverture de diamètre $D = 40 \text{ mm}$.
- Le diamètre du faisceau collimaté délivré à l'entrée de l'*IFTSUV* est défini par le grandissement du système (Eq. 5) et le demi-angle de champ.
- Le champ et la résolution spatiale seront accordés avec le format du détecteur celui-ci sera donc constitué par une matrice de 512x512 pixels. La résolution angulaire en sortie du système sera de l'ordre de 1''/pixel.

La conception de l'instrument sera traitée par tracé de rayon avec le logiciel *ZEMAX* et influera sur le choix final des paramètres définissant les optiques hors-axe (valeurs des focales, coniques, ouvertures...), ainsi que le format du détecteur (Eq. 6) et l'encombrement. Le design optique sera optimisé dans le champ pour la bande passante spectrale choisie centrée sur la raie *Ly- α* . La qualité de l'image de l'instrument dépend aussi de la qualité des optiques et de l'alignement final. L'analyse *ZEMAX* définira les paramètres d'optimisation du système.

7.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Les valeurs réelles du *SNR* sont à calculer à partir de la réalisation du budget d'erreur et de pertes de contraste (Figure 29). Dans une première approximation on ne tiendra compte que des pertes induites par les efficacités des optiques, et on comptera les postes, décrits de suite comme étant les principales contributions au budget. Deux d'entre eux (l'observation d'une source étendue, et le bruit d'échantillonnage) sont liés à la technique *IFTSUV* en elle-même, le bruit de photon étant commun à tout système basé sur des photo-détecteurs.

7.3.1. Observation d'une source étendue

Les *IFTS* profitent de l'avantage de l'étendue, ce qui permet d'avoir accès à un champ de vue instantané imagé par une ouverture pouvant être, en théorie aussi large que désiré. L'ouverture de la pupille va cependant occasionner des effets de modulation sur les pixels du champ (*J.-P. Maillard et al., 2013*).

7.3.2. Bruit de photons

Le bruit de photons, issu de la nature statistique de la lumière, atteint tout instrument possédant un système de photo-détection. Ce rapport signal sur bruit croît avec la racine carrée du nombre de photons collectés. Les photons sont convertis par le détecteur en photo-électrons suivant la même statistique à un facteur de rendement près (efficacité quantique, *QE*) inférieur à l'unité.

7.3.3. Bruit d'échantillonnage

Une des principales difficultés reliée à cette technique est que la transformée de *Fourier* suppose que l'interférogramme est collecté à intervalles d'échantillonnage égaux. La qualité et la précision du spectre reposent sur l'exactitude du peigne d'échantillonnage. Cette dernière se voit dégradée par les points suivants :

- La connaissance précise de la position du miroir pendant la course : l'acquisition 'au vol' de l'interférogramme impose un système de mesure sur la position de déplacement du miroir, cependant des erreurs sur la précision linéaire de cette mesure peuvent se produire.
- L'alignement interférométrique : les déviations angulaires du miroir de balayage pendant l'échantillonnage sont occasionnées par les défauts de guidage du moteur de la platine de translation. Ces défauts dynamiques introduisent des imprécisions sur la différence de marche optique.

7.3.4. Qualité des surfaces optiques

Les défauts de planéité des surfaces optiques vont introduire des déviations du front d'onde recombinaison en sortie de l'interféromètre qui vont aussi contribuer à la dégradation de l'efficacité se traduisant par des pertes de modulation du signal. De la même façon que pour

les surfaces des miroirs plans, le nombre de traits, et l'efficacité des réseaux joueront un rôle important dans le budget *SNR*. La réalisation de réseaux adaptés au besoin constitue un point dur technique qui sera décrit qualitativement par la suite.

7.4. POINTS DURS

7.4.1. Effets de polarisation

L'efficacité des réseaux peut devenir dépendante de la polarisation de la lumière incidente (voir ANNEXE B). La plupart des réseaux utilisés dans le domaine *UV* ont de petites profondeurs de pas et sont utilisés à des angles d'incidence faibles ce qui permet de réduire nettement ces effets. Les courbes de la Figure 30 et la Figure 31 montrent les efficacités théoriques pour des réseaux de diffraction en réflexion optimisés pour leur utilisation dans l'*UV* lointain et fabriqués par *Jobin Yvon*. Les variations de l'efficacité préconisées en fonction de la polarisation et de l'angle du rayonnement incident ne semblent pas significatives dans la plage de mesure qui nous concerne. Cette valeur d'efficacité est de l'ordre de 20% pour des réseaux optimisés à la longueur d'onde *Ly- α* . D'autres sources de calcul théorique annoncent des efficacités de diffraction de 34% pour un réseau à profil sinusoidal et jusqu'à 41% pour des profils de type laminaire (*Maystre*). Même si des anomalies ont été reportées (*Frédéric E. Vincent et al. 2011*), les résultats ne sont pas concluants. Une analyse plus approfondie du problème requiert une modélisation électromagnétique des réseaux. Cette approche analytique, permettrait notamment de définir les paramètres géométriques du profil (nombre de pas, taille des pas, profondeur des pas, forme du profil,..) et du traitement de surface (type d'empilement multi-couche, épaisseur des revêtements...) optimisés à un réseau de faible rapport de forme afin de maximiser son efficacité dans les ordres ± 1 et pour un angle d'incidence donné. Malgré son énorme intérêt ce type d'étude reste malheureusement en dehors de l'étendue de cette thèse.

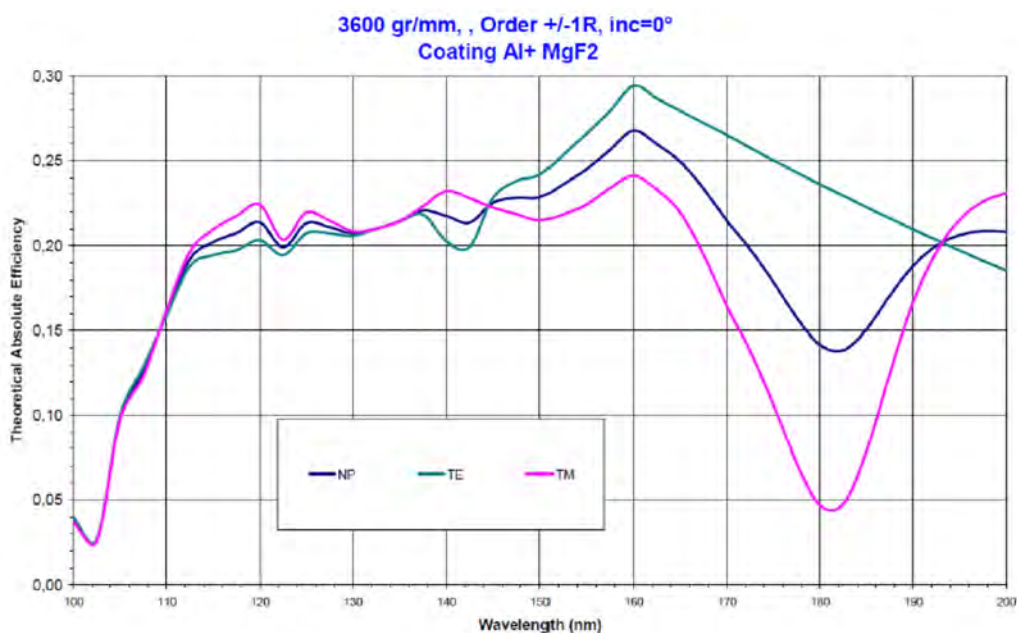


Figure 30. Courbe d'efficacité absolue théorique en fonction de la longueur d'onde et de la polarisation de la lumière incidente pour des réseaux à 3600 lignes par millimètre, un revêtement en *Al+MgF₂* (source : *HORIBA/Jobin Yvon*).

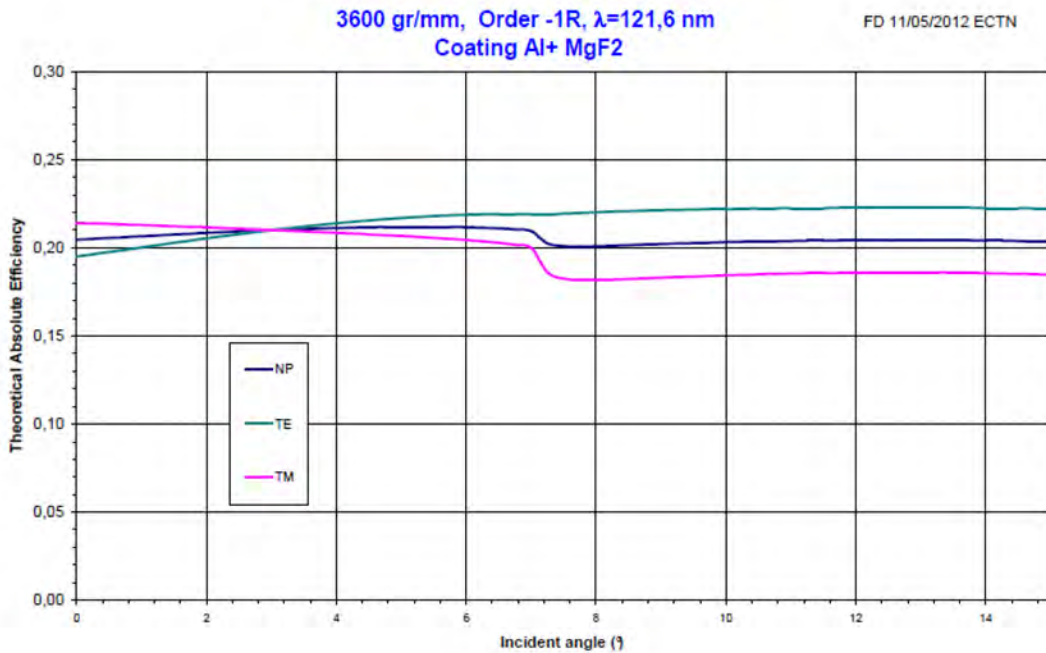


Figure 31. Courbe d'efficacité absolue théorique en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de la lumière pour des réseaux à 3600 lignes par millimètre, un revêtement en Al+MgF₂ et $\lambda = 121.567$ nm (source : HORIBA/Jobin Yvon).

7.4.2. Lumière parasite

Tout rayonnement autre que celui appartenant à la longueur d'onde d'intérêt qui atteint le détecteur est appelé lumière parasite (*straylight* en anglais). La tenue des spécifications impliquera la limitation drastique du nombre de photons parasites pouvant réduire le contraste du signal et créer des résultats radiométriquement incorrects (apparition de fantômes,...). Une première source de lumière parasite provient du rayonnement non-désiré d'objets et/ou du fond cosmique situés à l'extérieur du champ de vue de l'instrument. Deux types de rejections « préliminaires » peuvent être utilisées : une rejection structurelle moyennant un système de *bafflage* sur la pupille d'entrée afin de supprimer toute lumière provenant des sources extérieures au champ de vue ; et une rejection spectrale moyennant des filtres.

En absence ou pas de tout système de filtrage à l'entrée de l'instrument, les imperfections des surfaces optiques, la contamination particulaire, ainsi que les effets de diffractions et de réflexions non désirées sur les surfaces de la structure mécanique à l'intérieur de l'architecture du satellite peuvent aussi être à l'origine de l'apparition de la lumière parasite. Le maintien de la propreté, l'utilisation dans la mesure du possible, de matériaux absorbants ou soumis à des traitements de noircissement (peintures optiques noires non diffusantes), et le *bafflage* stratégique des composants critiques à l'intérieur de l'instrument sont des démarches qui minimisent cet effet.

Un *bafflage* interne pourrait être assuré au niveau du système d'imagerie. Le télescope afocal est constitué par deux miroirs confocaux paraboliques travaillant hors axe (voir Figure 28). Cette solution hors axe est bien adaptée pour l'élimination de la lumière parasite en entrée du bloc interférométrique. Un diaphragme situé au niveau de l'image intermédiaire formée au plan focal du miroir collecteur *OAP-1* permet de rejeter le maximum de rayons parasites et de dimensionner le champ optique utile conjugué sur *OAP-2*. Une grande partie

du taux de lumière dans le *VIS-IR* pourrait de même être rejeté au niveau du miroir secondaire. Sa sélectivité pourrait être conçue de façon à ce qu'il soit transparent à ce rayonnement, un substrat en verre thermiquement stable est utilisé alors comme cible absorbante (en *ZERODUR* mais aussi en *Ultra Low Expansion Corning, ULE*).

La structure 3D du schéma optique permet d'aménager une cavité pour isoler le bloc de mesure *IFTSUV*. Les revêtements des parois seraient dimensionnés pour chaque élément mécanique à l'intérieur de façon à diminuer leur émissivité et taux de réflexion spéculaire produits, par exemple, par la dispersion des ordres de diffraction non souhaités. Afin d'optimiser les capacités du filtrage trapézoïdal dans le système à double réseau (cf. paragraphe 5.1.1 et ANNEXE B), des structures de blocage pourraient aussi être dimensionnées et distribuées sur chacun des miroirs de replis $+M$, $+M'$, $-M$, $-M'$ et sur les réseaux $R1$ et $R2$.

Le logiciel *ASAP (Advanced Systems Analysis Program)* permet de modéliser la lumière parasite spéculaire et diffusée atteignant le plan focal et générée par l'ensemble des éléments mécaniques et optiques dans le système. Cet outil permet aussi de dimensionner les différents éléments de blocage de ces rayonnements.

7.4.3. Observation d'une source variable

Un *IFTSUV* est un instrument qui enregistre les variations d'intensité de l'interférogramme de la source de la scène. Le flux doit donc demeurer constant pendant l'acquisition du cube, si on ne veut pas se méprendre sur l'origine des variations observées. La variabilité du signal d'entrée est communément compensée, dans une configuration de spectromètre classique, par caractérisation et soustraction du port non balancé (*DC*) permettant de normaliser le signal mesuré (*Mertz, 1965*). Dans l'instrument *IFTSUV*, l'absence du port de sortie non-modulée ne permet pas de corriger cet effet. Son influence demeure difficilement modélisable, à moins d'avoir un système de détection externe à l'instrument (caméra *CCD* ou photo-détecteur) capable de mesurer ces variations et de faire une calibration en vol. De même, l'utilisation de l'ordre zéro du premier réseau $R1$ attaqué par le faisceau pourrait aussi constituer une solution (*Y. Ferrec*) mais impliquerait une notable augmentation de la complexité du système. On supposera alors que les phénomènes observés sont invariants sur l'échelle des temps d'intégration spécifiée, $\tau = 10\text{ s}$. Ceci permet de figer radiométriquement une image de la scène.

Une autre solution complémentaire pouvant être envisagée consisterait à faire une interpolation entre deux mesures à différence de marche zéro (*ZPD*) de façon à estimer les variations de flux. Ainsi, les effets de la propagation entre la source et le point d'observation ne seront pas pris en compte.

CHAPITRE II :

CAHIER DES CHARGES TECHNIQUE ET BUDGET D'ERREUR

Après avoir introduit le concept *IFTSUV* dans le chapitre précédent, un modèle analytique simplifié permettant la compréhension plus profonde de son fonctionnement est présenté. Le choix de la résolution et de l'intervalle spectral libre fixe les paramètres essentiels du balayage de la différence de marche ainsi que du dimensionnement de l'instrument. Le système a été modélisé, optimisé et dimensionné par tracé de rayons *ZEMAX*. Les caractéristiques du schéma *IFTSUV* simplifient cette modélisation : en effet pour tracer l'instrument il faut réaliser deux configurations symétriques par rapport à l'axe optique, qui constitueront le bras mobile et le bras fixe du spectro-imageur. L'évaluation de la qualité de l'image du système se base sur les spécifications concernant le champ de vue et la résolution angulaire. Le dimensionnement est contraint par l'*ISL* défini. La façon dont l'échantillonnage et le bruit affectent la mesure est présentée. Cette étude permet de dégager un cahier des charges technique. Cela permet de comparer les performances d'un *IFTSUV* à des dispositifs de type dispersifs (avec un réseau de diffraction en réflexion) et *ISHS* et de conclure sur les points forts et les faiblesses de cette technique. Quelques points techniques resteront absents de cette étude mais seront quand même énoncés en fin de chapitre.

8. CAHIER DES CHARGES TECHNIQUES DE L'IFTSUV

8.1. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE, ECHANTILLONNAGE ET RESOLUTION SPECTRALE

8.1.1. Intervalle spectral libre

Le schéma optique de l'IFTSUV possède une qualité intrinsèque : le double passage dans le système à deux réseaux sélectionne la largeur maximale de la bande passante spectrale à analyser (*ISL*). Cette particularité de la solution proposée est décrite en section 5.1.1 de la première partie du document par l'équation (3). Il existe alors un compromis de choix entre:

- Le nombre de traits, t , le parcours optique, S , du faisceau dans le bloc interférométrique et l'encombrement de l'instrument.
- Le diamètre, d , à l'entrée de l'interféromètre en mm .
- L'intervalle spectral libre et le nombre de pas, N , à échantillonner.

Si on suppose une dispersion linéaire constante, pour $\lambda_0 = 121.567 \text{ nm}$ et un nombre de traits fixé à $t = 3\,600 \text{ traits.mm}^{-1}$, la dispersion angulaire du réseau vaut $\omega = t/\cos\alpha = 0.004 \text{ rad.nm}^{-1}$. Ce nombre de traits a été choisi afin d'augmenter l'angle de diffraction et de pouvoir bien séparer les longueurs d'onde du domaine étudié tout en vérifiant l'état de l'art de fabrication de réseaux holographiques (Loewen et al., 1978, McCandliss et al., 2001). De même on se fixe $S < 1\,600 \text{ mm}$ afin d'avoir un encombrement réduit, compte tenu du repliement du faisceau assuré par les miroirs plans du système qui divise cette distance d'un facteur d'environ 3.5.

L'entrée de l'IFTSUV sera illuminée avec un faisceau collimaté de diamètre d dont l'angle d'incidence dépend de la position de l'image du point source considéré. Il faut aussi noter que, comme décrit en section 8.3.1.7 (Figure 20) les erreurs d'échantillonnage introduites par les déviations du front d'onde recombinaison en sortie de l'interféromètre (c'est-à-dire par le désalignement du miroir d'échantillonnage pendant l'acquisition de l'interférogramme) sont proportionnelles à la surface illuminée du miroir. Ainsi, la réduction du diamètre du faisceau collimaté, augmente le *SNR* spectral. La valeur retenue du diamètre de faisceau, qui est définie par la magnification du système et par le demi-angle de champ, est de 10 mm . Le grandissement du système pour l'ouverture $D = 40 \text{ mm}$ devra donc être de $M = 4$.

Finalement on se fixe aussi $ISL \leq 5 \text{ nm}$ de façon à ce que l'intervalle d'échantillonnage soit réalisable à la plus haute résolution : le temps d'acquisition $\tau = 10 \text{ s}$ impose une limite associée à la cadence de lecture du détecteur bi-dimensionnel.

L'optimisation de l'*ISL* a été réalisée par une fonction de mérite sous ZEMAX (*merit function*, voir Figure 32) qui contraint les positions des différents éléments optiques du bloc IFTSUV (positions x et y des miroirs de repli par rapport aux réseaux, angle d'inclinaison des miroirs, distance entre réseaux et dimensions des optiques) en fonction de la valeur du parcours optique, S , total dans le bloc interférométrique (défini par l'opérande *PLEN*).

Oper #	Op#2						Target	Weight	Value
1:	CONF								
2:	BLNK	Cette MF realise l alignement du bloc IFTSUV							
3:	BLNK								
4:	BLNK	positions m'Y et m'Y							
5:	FMVA	2					0.000	0.000	197.198
6:	FMVA	2					0.000	0.000	-394.395
7:	DIVI	6					-0.500	1.000	-0.500
8:	BLNK	position m'X							
9:	FMVA	1					0.000	0.000	197.198
10:	DIVI	9					1.000	1.000	1.000
11:	BLNK	centrer r2Y							
12:	FMVA	2					0.000	0.000	197.198
13:	DIVI	12					1.000	1.000	1.000
14:	BLNK	parcours optique							
15:	FLEN	22	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	450.592
16:	FLEN	34	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	598.816
17:	FLEN	41	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	450.592
18:	BLNK	reglage du parcours optique							
19:	CONS						1500.000	0.000	1500.000
20:	OSUM	17					0.000	0.000	1500.000
21:	DIVI	20					1.000	1.000	1.000
22:	BLNK	Opd							
23:	FLEN	23	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
24:	RAED	1	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	13.143
25:	RAEN	1	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.974
26:	BLNK	opd total							
27:	SUMM	20					0.000	0.000	1500.000
28:	DMFS								
29:	BLNK	Default merit function: RMS angular radius centroid GQ 6 rings 8 arms							
30:	BLNK	No default air thickness boundary constraints.							
31:	BLNK	No default glass thickness boundary constraints.							
32:	BLNK	Operands for field 1.							
33:	RNAC	1	0.000	0.000	0.070	0.170	0.000	3.738E-003	2.190E-003
34:	ANAC	1	0.000	0.000	0.158	0.380	0.000	7.871E-003	4.902E-003

Figure 32. Fonction de mérite permettant de définir l'ISL en fonction du parcours optique du faisceau dans le système. Cette fonction permet de régler le parcours optique du faisceau entre R1 et R2 à la valeur souhaitée en optimisant les distances latérales entre les réseaux et les miroirs.

La valeur résultante du diamètre en entrée pour les valeurs du champ et de magnification annoncées est, après optimisation (cf. section 8.2.1 et Figure 34), de $d = 11.2 \text{ mm}$. Le meilleur compromis entre ISL et encombrement de l'instrument a été trouvé pour les valeurs $ISL = 4.6 \text{ nm}$ et $S = 1500 \text{ mm}$. La valeur de S est plus élevée par rapport aux prédictions de l'équation (3), cela est dû au fait que cette relation ne tient pas compte de la dispersion pour les différents points dans le champ de vue étudié. Le vignettage du faisceau par diminution des dimensions des optiques aurait pu être une solution pour réduire cette valeur. Ce choix aurait cependant introduit une modulation du signal pendant la course d'échantillonnage du miroir, effet non désiré du point de vue étalonnage et traitement de données. L'ensemble des paramètres définissant les caractéristiques optiques de l'IFTSUUV est résumé dans le Tableau 4. Sans tenir compte des composants de tenue mécanique, le volume du bloc IFTSUUV peut être contenu dans une enveloppe de $\sim 405 \times 395 \times 197 \text{ mm}^3$ (voir Figure 33).

Tableau 4. Ensemble des paramètres qui définissent les optiques du bloc *IFTSUV* formé par deux réseaux de diffraction (*R1* et *R2*) et quatre miroirs plans de repli (+*M*, +*M'*, -*M* et -*M'*).

<u>RESEAUX DE DIFFRACTION</u>		
Revêtement		Al+MgF ₂
Substrat		Silice
Qualité de surface		$\lambda/52$ (rms) holographique
Nombre de traits		3 600 tr/mm
Ordres de diffraction		+/- 1 symétriques
Efficacité de surface		34 %
Dimensions	R1	11 mm
	Epaisseur	TBD
	R2	22.6 mm
	Epaisseur	TBD
<u>MIROIRS DE REPLI</u>		
Revêtement		Al+MgF ₂
Substrat		Silice
Qualité de surface		$\lambda/52$ (rms)
Dimensions (diamètre)	+M, -M	14 mm
	Epaisseur	TBD
	+M', -M'	17.8 mm
	Epaisseur	TBD
Efficacité de surface		85%

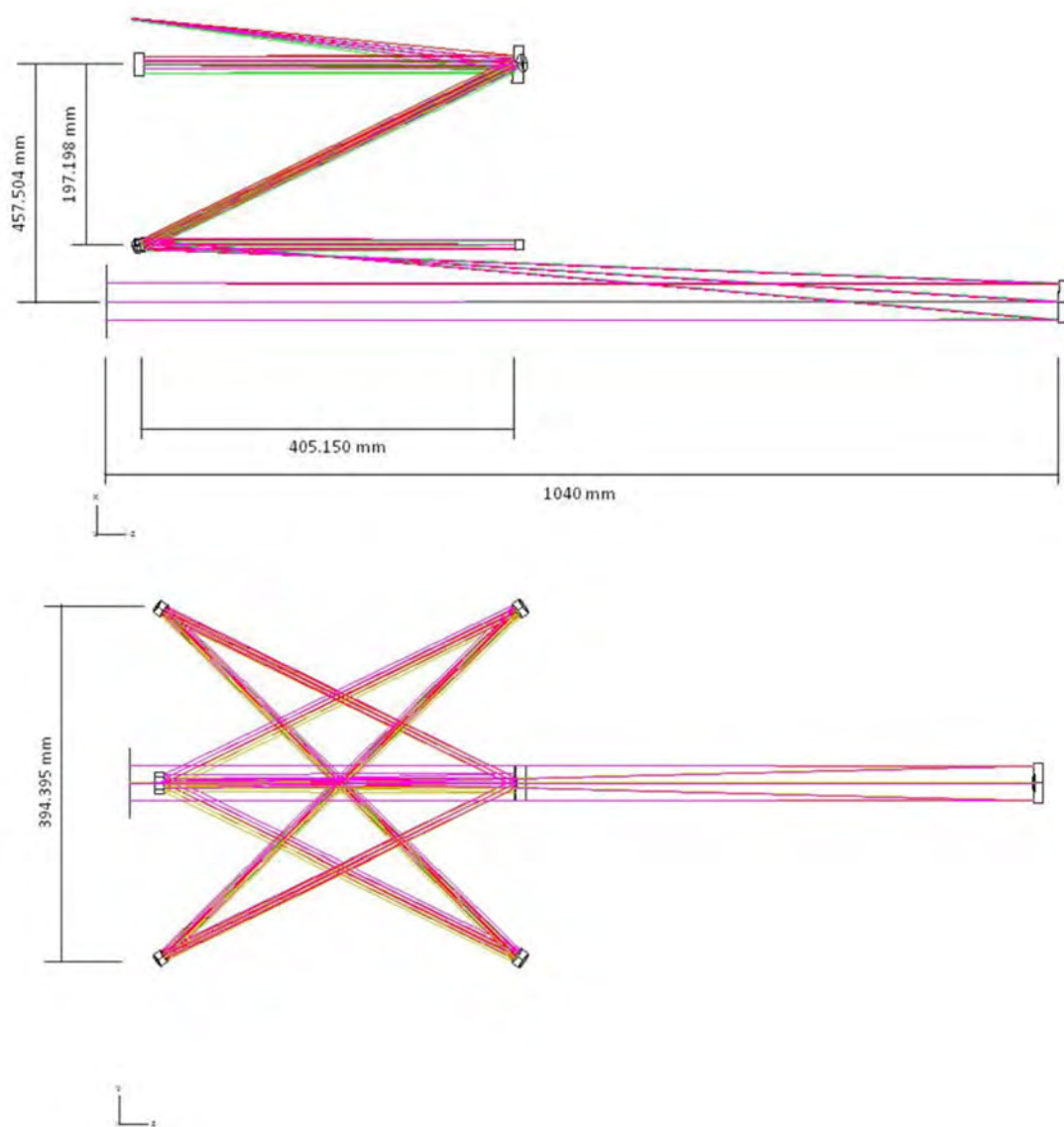


Figure 33. Vue de profil et vue d'en face du dimensionnement de l'IFTSUV suite à l'optimisation de l'intervalle spectral libre.

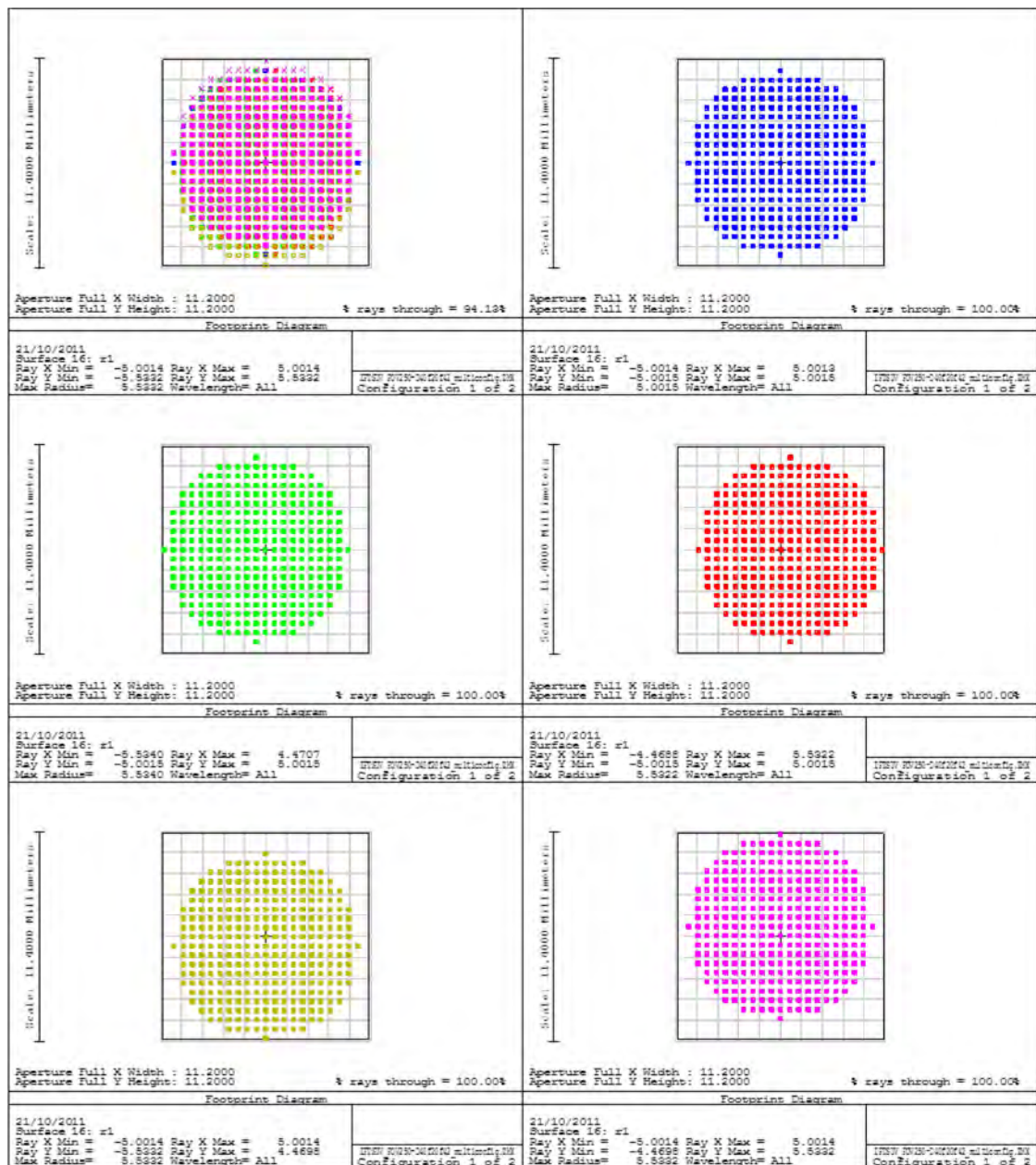


Figure 34. Empreintes du faisceau collimaté en entrée de l'IFTSUV et pour les différentes valeurs du champ de vue, au centre et aux quatre extrémités. L'observation d'une source étendue implique une divergence du diamètre du faisceau en entrée de l'IFTSUV.

8.1.2. Echantillonnage

La valeur $ISL = 4.6 \text{ nm}$ (où $ISL = 3113.74 \text{ cm}^{-1}$) conduit à une amplitude du pas d'échantillonnage de 1606 nm . Suite à l'optimisation du système réalisée en section 8.1.1, le miroir de balayage est réglé à -34.827° de l'axe x et 9.735° de l'axe y. Cette orientation du miroir introduit une correction de la forme $1/\cos$ sur chaque pas d'échantillonnage. ZEMAX permet de calculer la valeur exacte de ce cosinus directeur, le déplacement mécanique sera finalement de $\delta x(\cos) = \delta(\cos)/2 = 824 \text{ nm}$.

8.1.3. Résolution spectrale

L'ensemble des paramètres concernant l'échantillonnage, et la résolution spectrale de l'instrument sont résumés dans le Tableau 5.

Tableau 5. Ensemble des paramètres d'échantillonnage de l'*IFTSUV*.

Paramètres d'échantillonnage	
λ	121.567 nm
<i>ISL</i>	4.6 nm
	3113.74 cm ⁻¹
Pas d'échantillonnage théorique (δ)	1606 nm
Pas d'échantillonnage mécanique (dx)	824 nm
Résolution	
$\delta\lambda$	0.005 nm
$\delta\sigma$	3.38 cm ⁻¹
Pouvoir de résolution	
R	24000
Echantillonnage	
Nombre de pas (N)	2222
<i>OPD</i> (théorique)	3.567538 mm
<i>OPD</i> (mécanique)	1.830928 mm

8.2. CHAMP DE VUE ET RESOLUTION ANGULAIRE

8.2.1. Système d'imagerie

Le champ de vue objet est un carré centré sur l'axe optique de 250'' x 250'' de côté est imagé par une pupille de diamètre $D = 40 \text{ mm}$. Le collimateur à l'entrée, formé par une parabole primaire *OAP-1* et une secondaire *OAP-2*, crée un faisceau parallèle dans l'espace intermédiaire ayant le diamètre correct et la qualité d'image suffisante pour son utilisation interférométrique. Dans cette configuration, et pour avoir un système compact avec un grandissement $M = 4$, l'ouverture du télescope est $\Lambda 20$. Ces conditions conduisent à des distances focales $f_{OAP-1} = -800 \text{ mm}$ et $f_{OAP-2} = 200 \text{ mm}$ pour chacune des deux paraboles à l'entrée. Le télescope fait une longueur de 1 m. L'optimisation sous ZEMAX de l'ensemble des trois paraboles hors-axe sur l'*ISL = 4.6 nm* autour de *Ly- α* conduit à un rapport d'ouverture en sortie de $WFNO = 43$, à une résolution angulaire de 1.5'' et une tache image de $\sim 13 \mu\text{m}$ de diamètre en limite de diffraction (cf. Figure 36 et Figure 37). Les diamètres des miroirs ont été choisis pour être à la fois adaptés à l'ouverture de la pupille et pouvoir accommoder le champ de vue sans vignettage.

Le matériau le plus couramment utilisé comme revêtement de miroir dans le domaine de longueur d'onde sous étude est de type multicouche d'*Aluminium* et *Fluorure de Magnésium* *Al+MgF₂*. Ce type de revêtement optimisé pour la raie *Ly- α* (Figure 35), permet d'atteindre des réflectivités de miroirs de l'ordre de 85%.

Afin d'assurer une bonne performance d'imagerie (mais aussi de spectroscopie, cf. section 6.3.1.3) aux longueurs d'onde étudiées, la qualité des surfaces optiques sera de $\lambda/52 \text{ rms}$ à 632.8 nm, soit $\sim 12 \text{ nm rms}$ en front d'onde.

L'ensemble de ces paramètres, ainsi que les autres éléments définissant les trois paraboles hors axe (conicités, valeurs des hors-axes, ...) issus de l'optimisation du système sont résumés dans le Tableau 6, Tableau 7 et le Tableau 8.

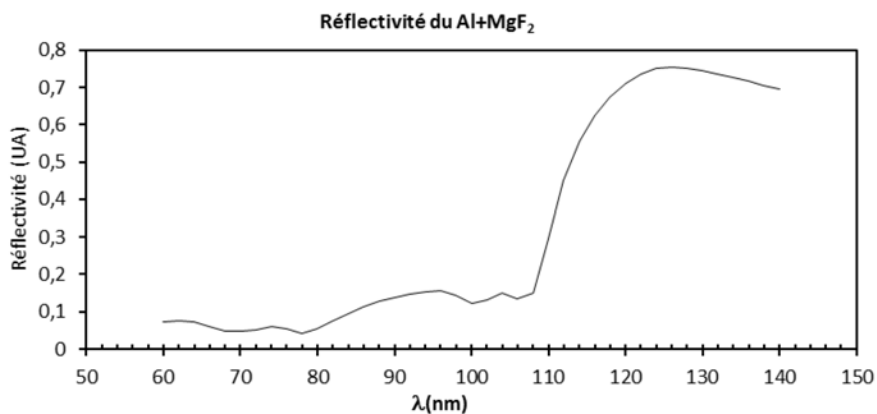


Figure 35. Mesure de la réflectivité (normale) d'un revêtement $Al+MgF_2$ optimisé à $Ly-\alpha$.

Tableau 6. Caractéristiques du télescope à l'entrée de l'*IFTSUV* constitué des deux paraboles hors-axe *OAP-1* et *OAP-2*.

TELESCOPE	
Diamètre de la pupille	40 mm
<i>f</i> /#	20
Magnification	4
Longueur	1 m

Tableau 7. Caractéristiques des optiques du système d'imagerie, formé par l'ensemble des paraboles hors-axe *OAP-1*, *OAP-2* et *OAP-3*.

OPTIQUES TELESCOPE			
	<u><i>OAP-1</i></u>	<u><i>OAP-2</i></u>	<u><i>OAP-3</i></u>
Distance hors-axe	50 mm	12.516 mm	50 mm
Diamètre utile	46 mm	14 mm	40 mm
Rayon de courbure	- 1600 mm	400.121 mm	- 837.212 mm
Focales	- 800 mm	200 mm	- 421.610 mm
Conicité	- 1.003	- 0.987	- 1.001
Epaisseur	10 mm		
Revêtement	$Al+MgF_2$		
Efficacité de surface	85 %		
Qualité de surface	$\lambda/52$ (rms)		
Substrat	Zérodur		

Tableau 8. Ensemble des paramètres définissant les spécifications d'imagerie de l'*IFTSUV*.

PARAMETRES D'IMAGERIE	
FOV	250" x 250"
WFNO	42
Résolution angulaire	1.5"
Taille du pixel	6.5 μm x 6.5 μm
Format du détecteur	512 x 512

8.2.2. Qualité de l'image

La Figure 36 et la Figure 37 montrent les différents résultats concernant la qualité de l'image en sortie de l'instrument.

Le système vérifie tous les critères de qualité d'image énoncés dans la section 4.2.2.2 de la première partie du document :

- La tache image géométrique est contenue dans le diamètre d'Airy (Figure 36.a, Figure 37 et Tableau 9).

Tableau 9. Résultats obtenus dans le diagramme de spot de la Figure 36.a et la Figure 37. L'ensemble des valeurs de la tache image géométrique est contenue dans le diamètre d' Airy, $d_{Airy} = 13 \mu\text{m}$ pour les valeurs extrêmes du champ.

FOV (x,y) en arcsecs	(0,0)	(125,0)	(-125,0)	(0, 125)	(0,-125)
Rayon rms (μm)	0.066	0.634	0.541	0.596	0.596
Rayon géométrique (μm)	0.122	1.055	1.044	1.247	1.251

- 80 % de la lumière est contenue dans une surface de 9 μm de diamètre (Figure 36.b).
- Le front d'onde vérifie les critères de *Rayleigh* et *Maréchal* (Figure 36.c et Figure 36.d).

La qualité d'image ne dépend que de paramètres géométriques : on n'a pas d'effets chromatiques lorsque le système optique ne contient que des miroirs. Il est cependant important de faire une analyse détaillée sur les points extrêmes du champ pour faire apparaître les effets de certaines aberrations et de la distorsion. La Figure 38 montre le diagramme de *Seidel* du système optique, l'aberration plus importante retrouvée est la distorsion suivie de la courbure de champ, l'astigmatisme et le coma. La distorsion et la courbure de champ introduisent des défocalisations qui pourraient dégrader la qualité du spot.

ZEMAX permet de calculer la distorsion en % ou en valeurs absolues dans un plan donné pour un champ de vue donné et à une longueur d'onde donnée. Il permet aussi d'afficher la carte de distorsion dans le plan focal sur la totalité du champ de vue. Cette carte montre les positions des images des points sources superposées à une grille régulière représentant la position des points images en absence de distorsion (Figure 39 et Figure 40).

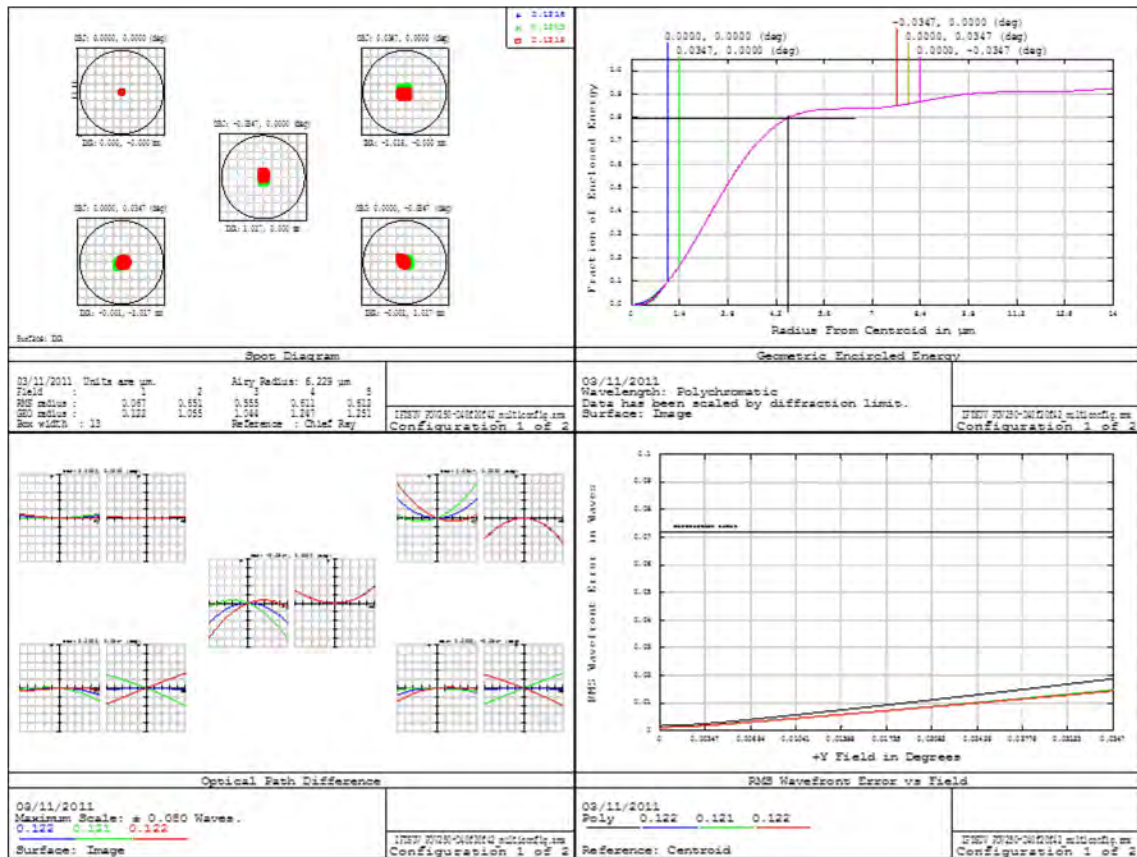


Figure 36. Simulations ZEMAX pour l'évaluation du système d'imagerie de IFTSUV sur l'ISL. De gauche à droite et de haut en bas Figure 36.a - diagramme de spot ; Figure 36.b - énergie encerclée correspondant à la tâche d'Airy ; Figure 36.c - écart entre le front d'onde parfait et le front d'onde réel ; Figure 36.d - déformation rms du front d'onde dans le champ. Les résultats correspondent à des valeurs sur les différents points dans le champ (sur l'axe et aux quatre extrêmes du FOV) et les longueurs d'onde correspondant au centre et aux bornes de l'ISL.

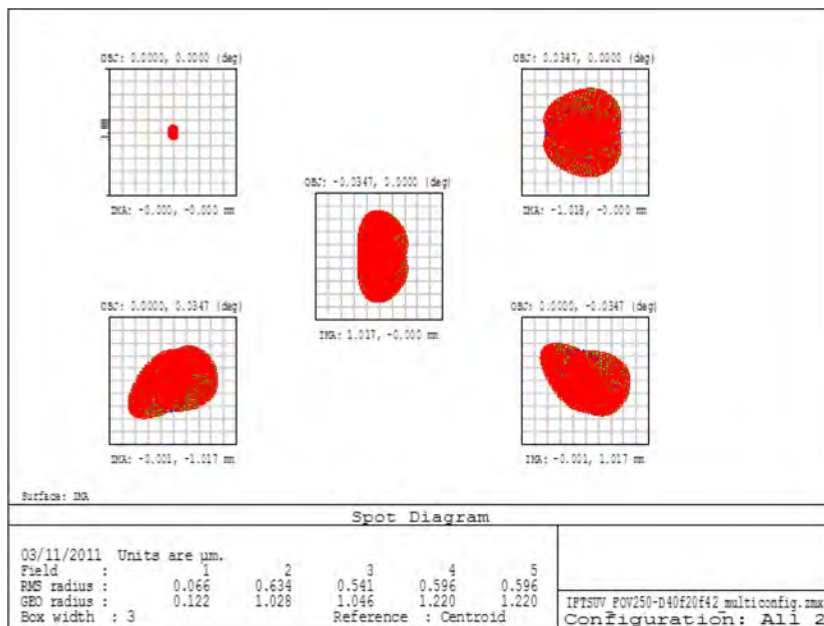


Figure 37. Détail du diagramme de spot pour les différents points dans le champ (sur l'axe et aux quatre extrémités du FOV) et les longueurs d'onde correspondant au centre et aux bornes de l'ISL.

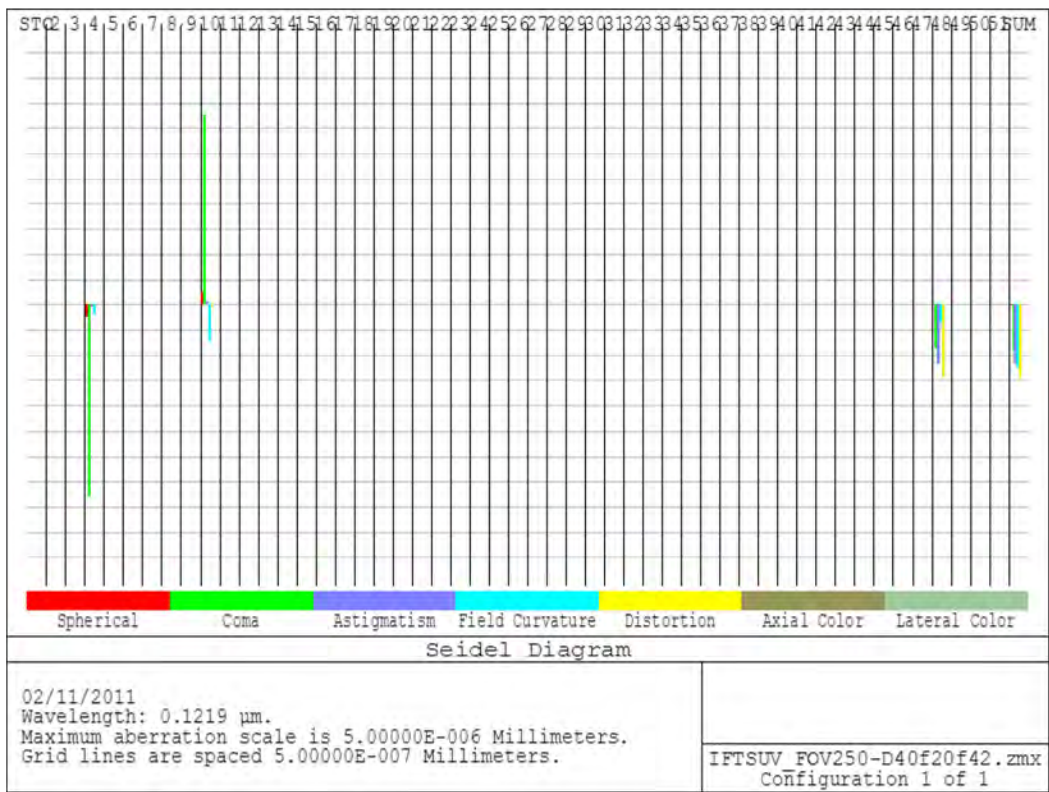


Figure 38. Diagramme de Seidel des aberrations présentes dans le système.

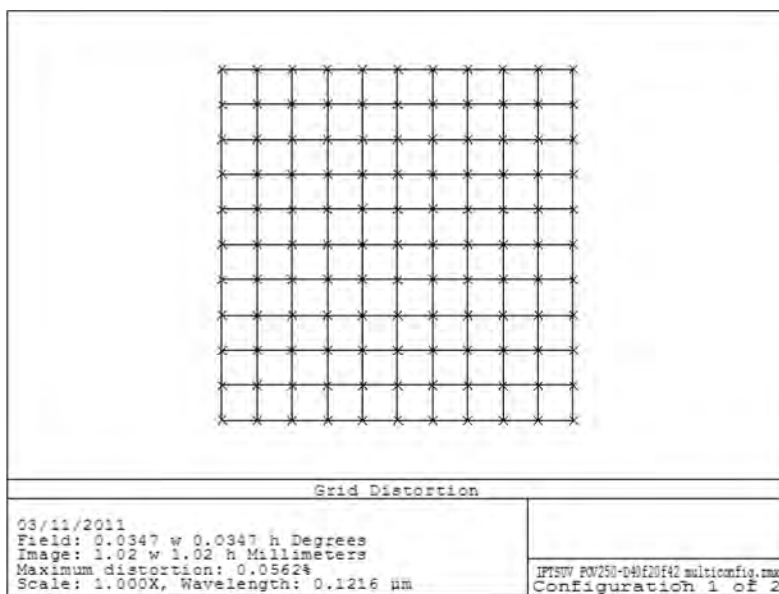


Figure 39. Carte de distorsion dans le plan de détection.

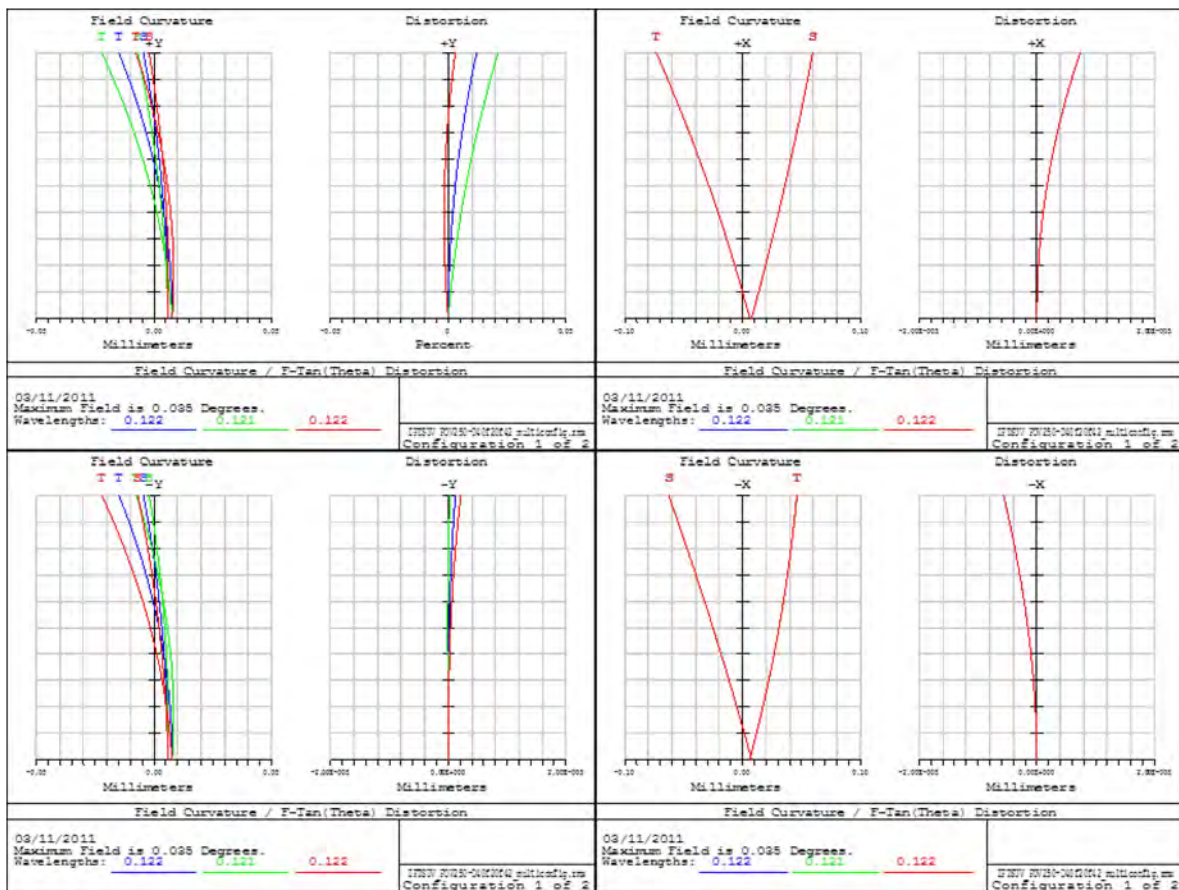


Figure 40. Résultats sur la courbure de champ et distorsion de l'image sur les deux axes d'incidence (en valeur absolue).

8.2.3. Format du détecteur

Le plan focal où se trouve le détecteur est placé à 421.610 mm du miroir de focalisation OAP-3. La configuration hors-axe de cette parabole situe le plan de détection à 50.179 mm de l'axe optique, le détecteur devra être réglé à un angle de 6.836° par rapport à l'axe optique (voir Figure 41).

Le détecteur devra non seulement être adapté au format demandé, mais aussi avoir un taux d'acquisition suffisant. La technologie sCMOS (*Fairchild*) serait particulièrement bien adaptée, proposant un détecteur de 512×512 pixels de $6.5 \mu\text{m}$ de taille qui, *binnés* pourrait atteindre une cadence de lecture de 440 images/s . Une version amincie du détecteur ferait monter son efficacité quantique (QE) jusqu'à $\sim 15 \%$ après traitement UV.

Le modèle CCD-47-10 (e2V) serait une autre possibilité potentiellement envisageable (*Feautrier et al., 2008*).

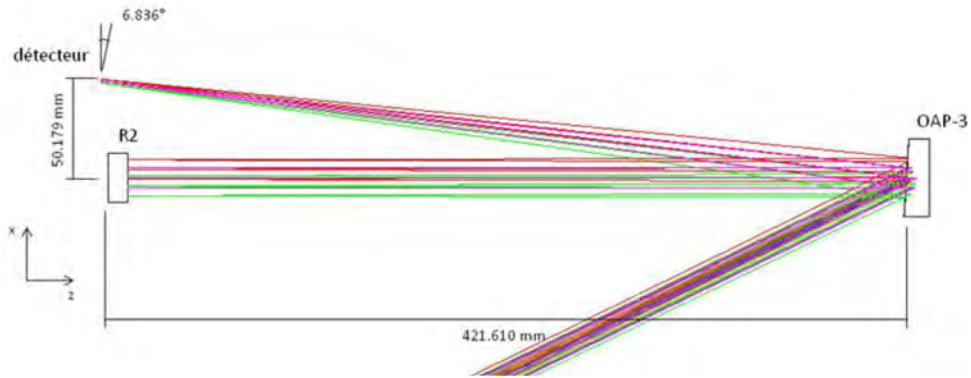


Figure 41. Détail de la position du détecteur en sortie du système.

8.3. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Cette partie concerne l'évaluation des différents postes d'erreur (décrits dans la Figure 29) contribuant aux pertes de rapport signal sur bruit. Comme décrit dans le chapitre I, les principaux postes de pertes à étudier sont :

- L'observation d'une source étendue
- Le bruit de photons
- La précision linéaire sur le pas d'échantillonnage
- L'alignement interférométrique
- La qualité des surfaces optiques
- L'efficacité des réseaux

8.3.1. Modulation du signal

8.3.1.6 Effets d'une source étendue

Pour évaluer la réponse instrumentale face à une source étendue, pour un pixel sur l'axe optique on a (Hearn, 1999):

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\sigma} \left[1 + \text{sinc} \left(\frac{\sigma x \Omega}{2\pi} \right) \cos \left(2\pi \sigma x \left(1 - \frac{\Omega}{4\pi} \right) \right) \right] d\sigma \quad (18)$$

Observer une source étendue a donc deux effets :

- Le déplacement de la phase d'un facteur $(1 - \frac{\Omega}{4\pi})$ où Ω est l'angle solide, $\Omega \approx \pi HFOV^2$, avec $HFOV = \frac{1}{2}IFOV$ d'où l'intervalle recalé sera observé à :

$$\sigma_{obs} = \sigma \left(1 - \frac{HFOV^2}{4} \right) [cm^{-1}] \quad (19)$$

- La modulation de l'amplitude par une fonction $\text{sinc}(\frac{\sigma x \Omega}{2\pi})$ qui s'accroît en fonction de l'OPD et de la largeur spatiale de la source.

Dans le cas d'un pixel de champ (hors axe) la différence de marche optique est diminuée d'un facteur $\cos \beta$ où β est l'angle de rayon de l'axe optique par rapport à la pupille. Dans une première approximation on peut décrire cette déviation comme :

$$\sigma_{obs} = \sigma \cos \beta [cm^{-1}] \quad (20)$$

Finalement, on peut exprimer l'ensemble des deux effets comme (Hearn, 1999):

$$\sigma_{obs} = \sigma \left(1 - \left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{HFOV^2}{4} \right) \right) [cm^{-1}] \quad (21)$$

Une simulation via *ZEMAX*, permet d'observer ces effets de déplacement de phase qui se traduisent par des décalages de $\pm 0.05 \text{ nm}$ sur les bords du champ (voir Figure 42).

La Figure 43 représente les pertes de modulation de chaque pixel dans le champ : pour que ces effets soient observables, le diamètre de la pupille d'entrée a dû être augmenté à 640 mm .

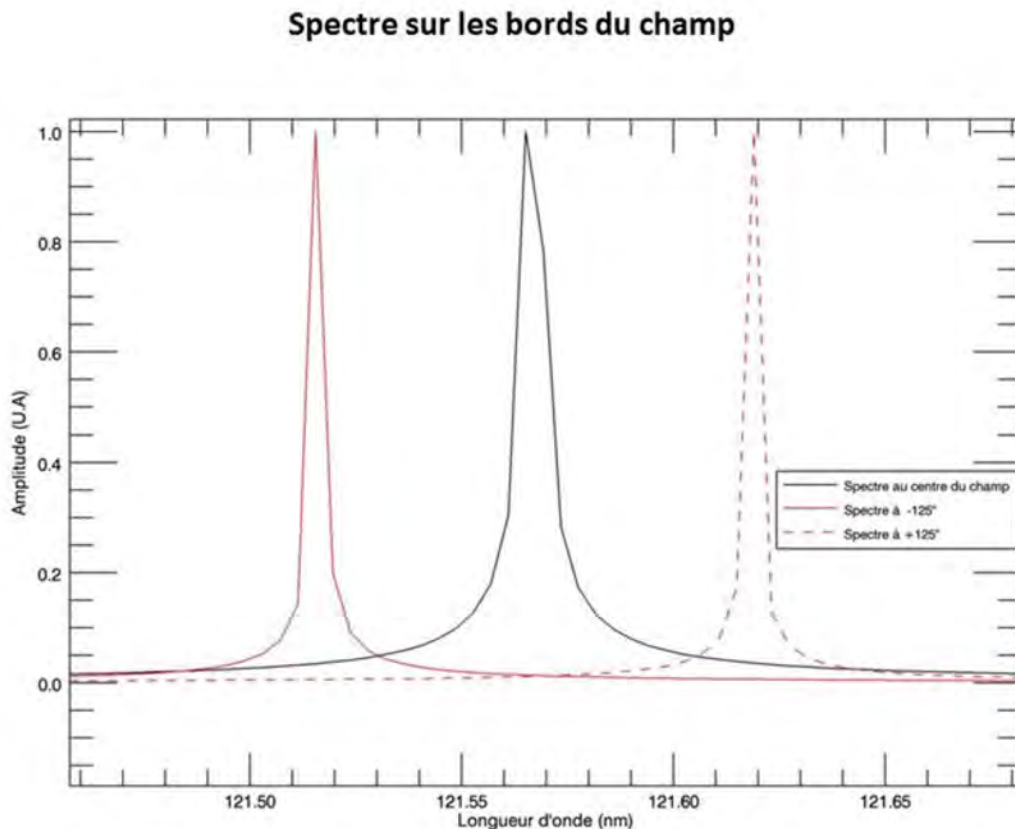


Figure 42. Résultats des simulations du spectre sur le bord du champ (à $\pm 125''$ de l'axe) : on observe un décalage de $\sim \pm 0.05 \text{ nm}$ du centre de la raie spectrale.

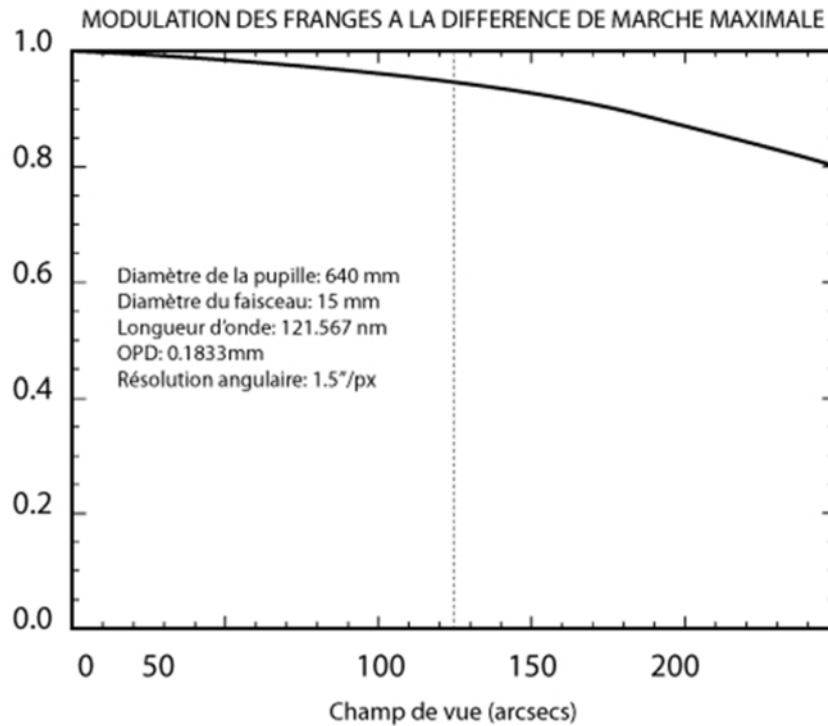


Figure 43. Modulation du signal en fonction du champ de vue : pour observer des effets « importants » on a dû augmenter le diamètre à l'entrée à $D = 640 \text{ mm}$ (Maillard et al., 2013).

8.3.1.7 Alignement interférométrique

Si on considère des surfaces optiques circulaires et un angle de déviation $\gamma \ll 1$ on peut écrire la contribution de l'alignement interférométrique à l'efficacité de modulation ($M_\sigma(\lambda)$) de la façon suivante (Hearn, 1999) :

$$M_\sigma(\gamma) = 2 \frac{J_1\left(\frac{2\pi\gamma r}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi\gamma r}{\lambda}} \quad (22)$$

où J_1 est une fonction de Bessel d'ordre 1 et r est le rayon des optiques du système que l'on peut dans une première approximation considérer comme étant le rayon du faisceau collimaté à l'entrée de l'interféromètre ($r = d/2$). La Figure 44 montre les pertes de modulation en fonction de l'angle entre les surfaces pour des faisceaux d'un diamètre utile $d = 5, 10, 15, 20, 25 \text{ mm}$. Les courbes montrent que pour avoir une efficacité de modulation $\sim 85 \%$ correcte, les faisceaux doivent être petits, $10 \text{ mm} < d < 20 \text{ mm}$, et le désalignement global doit être meilleur que la seconde d'arc.

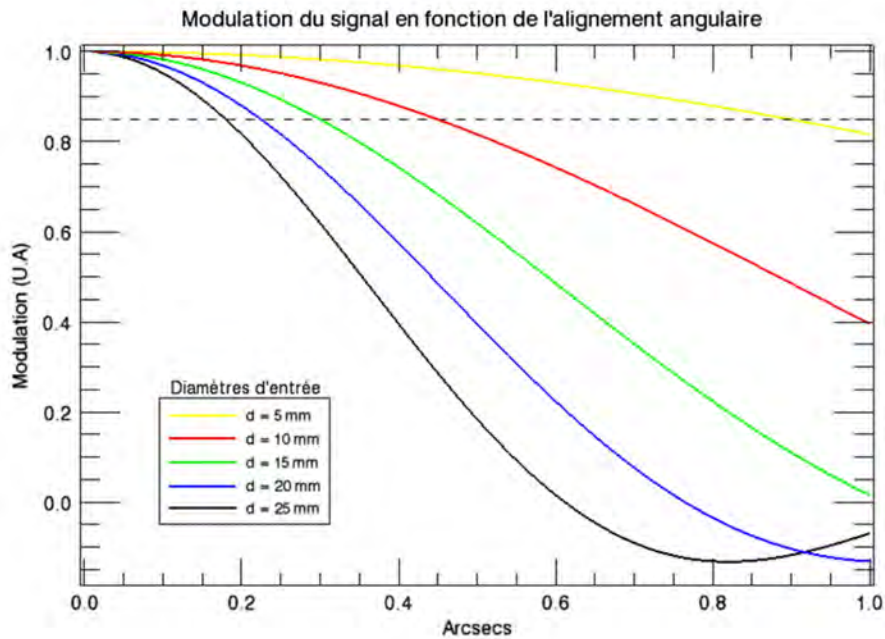


Figure 44. Modulation du signal en fonction de l'alignement angulaire en secondes d'arc, et de différentes valeurs du diamètre du faisceau, d , à l'entrée de l'*IFTSUV* et pour une longueur d'onde centrale de 121.567 nm .

8.3.1.8 Qualité des surfaces optiques

Les effets de modulation du signal occasionnés par les défauts de qualité des surfaces optiques ($M_\sigma(\delta)$) peuvent être décrits par la relation suivante (Hearn, 1999):

$$M_\sigma(\delta) \approx 1 - 2(\pi^2 \sigma^2 \langle \delta \rangle^2) \quad (23)$$

où $\langle \delta \rangle^2$ représente la qualité de surface *rms*. Le graphique de la Figure 45 montre les pertes théoriques induites par la qualité de l'image des optiques. Ce poste impose des tolérances très sévères sur les surfaces optiques constituant le bloc interférométrique.

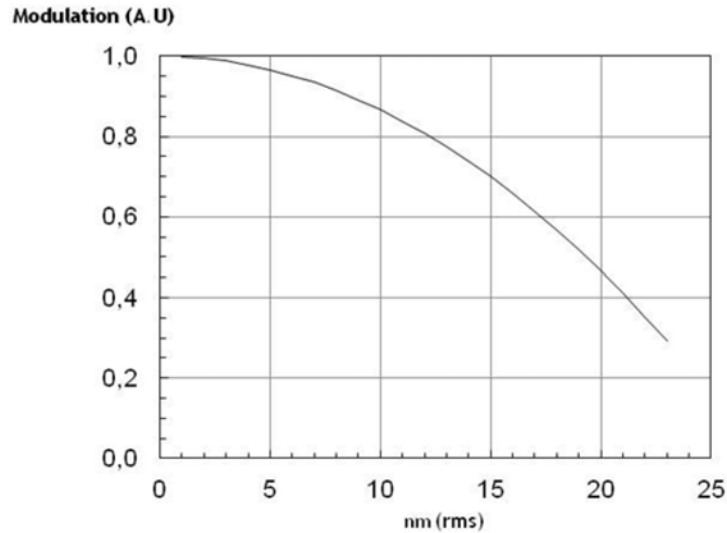


Figure 45. Modulation du signal en fonction de la qualité de surface optique $\langle \sigma^2 \rangle$ en nm (rms) et pour la longueur d'onde centrale à $121.567 nm$.

8.3.1.9 Efficacité des réseaux

Le faisceau incident sur le premier réseau, $R1$, est diffracté dans les ordres ± 1 de façon à former les deux bras de l'interféromètre, pour être ensuite recombinaison en sortie par le deuxième réseau $R2$. La modulation des franges d'interférence est maximale lorsque les ondes qui interfèrent sont exactement de même amplitude. Les amplitudes des faisceaux formés à partir de cette incidence normale sur des réseaux travaillant dans les ordres ± 1 ne seront égales que si les efficacités de ces ordres sont identiques.

De même, la différence entre les nombres de traits par millimètre entre les deux réseaux introduit une mauvaise recombinaison en sortie, et, il s'agit par conséquent d'une nouvelle source de déformation du front d'onde.

Des réseaux holographiques issus du même lot assurent un nombre de traits par millimètre et une qualité de surface identique (Millard, 2005, Loewen et al., 1978, McCandliss et al., 2001). En ce qui concerne les efficacités comparées dans les ordres ± 1 la valeur est de l'ordre de $\sim 3\%$, l'efficacité de modulation se trouve donc multipliée dans le pire des cas par 0.97 .

8.3.2. Bruit

8.3.2.1 Bruit de photons

Le bruit de photons dépend de la source lumineuse observée, c'est un bruit statistique dont la valeur moyenne est proportionnelle à la racine carrée du nombre total de photons qui seront transformés en photo-électrons une fois arrivés au détecteur. On peut exprimer le signal sur bruit dans le spectre comme :

$$SNR_{ph} = \frac{S_{\sigma}(ph. s^{-1}. px^{-1}. cm^{-1})\delta\sigma}{\sqrt{S_{tot}}} \sqrt{\tau} \quad (24)$$

où $\delta\sigma$ est la résolution spectrale, $\tau = 10 s$ est le temps d'intégration et S_{tot} est le signal intégré sur la totalité de l' $ISL = 4.6 nm$. Il existe donc un compromis entre SNR , la résolution

spectrale, et le temps de mesure. Les valeurs du signal ont été calculées pour le flux d'émission de la Figure 18 au maximum et au centre de la raie $Ly-\alpha$ en fonction des paramètres des relations (7), (8) et (9) (cf. section 5.3.1 et Tableau 12). Les résultats figurent dans le Tableau 10. Le SNR calculé pour les différentes structures et $R = 24000$ figure dans le Tableau 11: les valeurs de SNR au centre de la raie de $SNR_{Soleil\ calme} = 22$ et $SNR_{tache} = 40$ pour $R = 24000$.

Tableau 10. Valeurs calculées du signal en photons arrivés au détecteur intégré sur l' $ISL = 3113.74\text{ cm}^{-1}$ (S_{tot}), au maximum ($S_{\sigma,pic}$) et au centre ($S_{\sigma,centre}$) de la raie $Ly-\alpha$ pour les profils de la Figure 18.

	$S_{tot}(ph.s^{-1}.px^{-1})$	$S_{\sigma,pic}(ph.s^{-1}.px^{-1}.nm^{-1})$	$S_{\sigma,centre}(ph.s^{-1}.px^{-1}.nm^{-1})$
Soleil Calme	12995	227491	156935
Tache	45347	1061930	532432

Tableau 11. Valeurs du SNR de photon calculées au pic et au centre de la raie $Ly-\alpha$ des différents profils de la Figure 18.

	Valeurs au pic	Valeurs au centre
Soleil Calme	32	22
Tache	80	40

Tableau 12. Efficacité des optiques de l'instrument pour l' $ISL = 4.6\text{ nm}$ centrée sur $\lambda_{\alpha} = 121.567\text{ nm}$.

Efficacité des optiques	
Télescope	
OAP-1 (primaire)	0.85
OAP-2 (collimatrice)	0.85
IFTSUV	
Réseau R1	0.34
Miroir Plan +M	0.85
Miroir Plan +M'	0.85
Réseau R2	0.35
Imagerie	
OAP-3 (Focus)	0.85
CCD QE	0.15
Total	0.013

8.3.2.2 Bruit d'échantillonnage

L'échantillonnage du signal doit être effectué à des positions précisément équidistantes en termes de ddm . Toute erreur sur la ddm d'un échantillon, se traduit par une déformation de la fonction d'appareil, et produit des erreurs dans le spectre récupéré. Des erreurs systématiques sur le pas d'échantillonnage, peuvent conduire à des phénomènes d'aliasing, et apparaître sous forme de *ghostlines*. Les erreurs aléatoires se traduisent par du bruit spectral supplémentaire.

Pour évaluer correctement le rapport signal sur bruit sur notre estimation du spectre, il est nécessaire de passer par une simulation de l'interférogramme, puisque c'est lui qui constitue réellement notre mesure. Les simulations numériques sont basées sur quelques hypothèses de simplification du problème. Premièrement on a supposé un profil gaussien de la raie $Ly-\alpha$. Deuxièmement toute perte spectrale due au fait que le faisceau manque la zone active du détecteur est négligée.

Il est possible de contrôler le déplacement du miroir $+M'$ de la configuration du bras mobile en programmant une macro (programme rédigé en langage spécifique à *ZEMAX*, voir exemple sur Figure 46).

Pour chaque position du miroir du bras mobile de l'interféromètre, les paramètres spécifiques des deux bras sont calculés pour un rayon donné défini par le champ et les coordonnées pupillaires. Le logiciel effectue un tracé de rayons et calcule le chemin optique parcouru par la lumière dans les deux voies de l'interféromètre, ce qui permet d'obtenir la différence de chemin optique. Les valeurs de l'intensité en sortie du système pour chaque différence de chemin optique sont stockées dans deux vecteurs qui seront écrits dans un fichier de texte qui contient toute l'information pour tracer l'interférogramme. La transformée de *Fourier* de l'interférogramme est obtenue avec *IDL*. Ce spectre synthétique sans erreur est utilisé comme référence (voir Figure 47). Cette opération peut être réalisée pour le nombre de rayons souhaité dans la pupille et dans le champ.

L'erreur sur la différence de marche optique est simulée en ajoutant une valeur aléatoire de fraction du pas d'échantillonnage, $\varepsilon_{\%}(\delta x)$ à chaque incrément :

$$\delta x_{error} = \delta x + \varepsilon_{\%}(\delta x) \quad (25)$$

Les résultats sont représentés dans la Figure 48 et le Tableau 13 pour des pourcentages $\varepsilon_{\%}(\delta x) = \{1\%, 2\%, 3\%, 4\%\}$. Ces valeurs ont été normalisées à la valeur du spectre de référence (calculé sans erreur).

Tableau 13. Taux de modulation en fonction de l'erreur sur le pas d'échantillonnage.

$\varepsilon_{\%}(\delta x)$	Erreur <i>rms</i> sur δx	Modulation
1%	8	98%
2%	16	89%
3%	32	73%
4%	64	57%

```

#####
#ECHANTILLONNAGE#
#####
setvecsize(n)
FOR i, 0, n, 1
! variables de simulation de gaussienne
cos=0
sin=0
Pmoy=0

SETCONFIG 2          # variation de la position du bras mobile
THIC 34 = -0.5*(ddm/2-(i)*dx*0.001)/cosn
update

RAYTRACE 0, 0, 0, 0, 1
opd1=opth(ns)
opd = opd2-opd1

!sauvegarde en fichier de sortie
output "C:\Users\claudia\Desktop\ZEMAX-NUEVO\resultados_macro\IFTSUV.txt",append

vec1(i)=cosi(2*pi*(opd*0.1)*10000/wav1(1))-sine(2*pi*(opd*0.1)*10000/wav1(1))

next

```

Figure 46. Extrait simplifié d'une macro d'enregistrement d'un interférogramme symétrique. Moyennant une boucle *FOR* on peut faire varier de *dx* la position du miroir mobile pour chaque itération de $i = 0, N$ (N est le nombre d'échantillons) dans la configuration. Un tracé de rayons se fait pour chaque itération (déplacement du bras mobile). La variable *opd2* stocke le chemin optique parcouru par le bras fixe tandis que *opd1* enregistre le chemin optique du bras mobile pour chaque itération ; *opd* écrit la différence de chemin optique pour chaque pas; *vec1(i)* calcule et enregistre l'intensité pour chaque *ddm*.

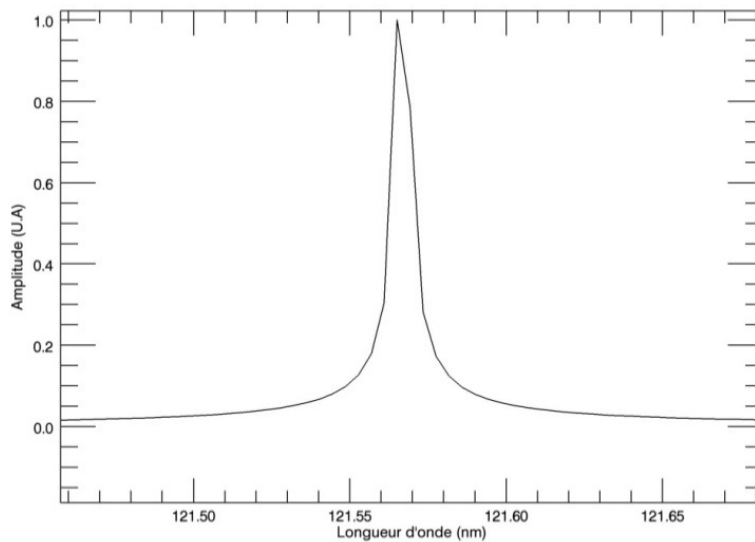


Figure 47. Spectre synthétique *Ly- α* de référence simulé à partir du tracé de rayons dans *ZEMAX* et du traitement *FFT* dans *IDL*.

Spectre en fonction de l'erreur sur le pas d'échantillonnage

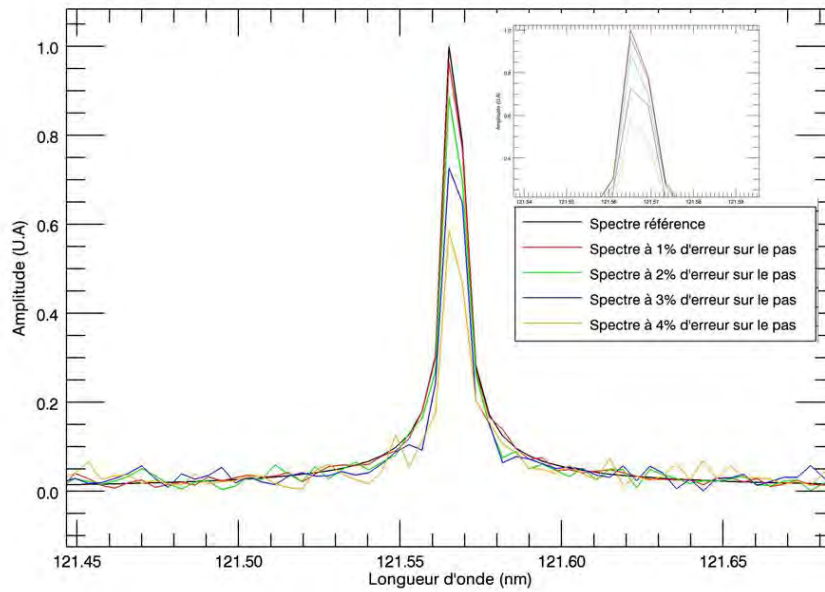


Figure 48. Variations du spectre en fonction des défauts sur le pas d'échantillonnage.

8.3.2.3 Vitesse du miroir

Les variations dans la vitesse de balayage du miroir et dans les intervalles d'enregistrement du pas d'échantillonnage se traduisent aussi par des erreurs sur la position de chaque échantillon. On pourrait s'attendre à ce que lorsqu'on utilise une horloge d'échantillonnage, le signal de mesure d'acquisition ne dépendant pas des variations de vitesse du miroir de balayage. Dans la pratique, et en raison des retards dans le système d'acquisition, une erreur d'échantillonnage peut s'ajouter à la mesure.

Pour un retard τ' et une erreur de vitesse Δv , l'erreur sur le pas d'échantillonnage $\Delta \varepsilon$ est décrite par l'expression (Learner et al., 1996):

$$\Delta \varepsilon = \Delta v \times \tau' \quad (26)$$

Tout comme les erreurs sur le pas d'échantillonnage, un défaut périodique conduira à l'apparition d'artefacts (aussi nommés fantômes ou *ghosts*) dans le spectre, alors que les variations de nature aléatoire abaisseront le rapport signal sur bruit.

8.3.2.4 Bruit du détecteur

La figure de mérite pour un détecteur est la détectivité spécifique, D^* , normée à la surface du détecteur, $A_d(m^2)$, et à la bande passante, $\Delta f(s^{-1})$:

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{NEP} \text{ (m. s}^{-1/2} \cdot \text{W}^{-1}) \quad (27)$$

Il s'agit donc de la valeur inverse du $NEP(W)$ (*Noise Equivalent Power*) qui est la puissance optique incidente sur le détecteur correspondante à un rapport de bruit dans le circuit électronique de 1.

La bande passante efficace du bruit, Δf , est égale à la fréquence de *Nyquist* d'échantillonnage :

$$\Delta f = f_{Ny} = \frac{1}{2} f_{\text{echantillonnage}} = \frac{N}{2\tau} \quad (28)$$

où N est le nombre de pas d'échantillonnage, et $\tau(s)$ la cadence de mesure soit $\Delta f = 110 \text{ Hz}$. Le spectre mesuré est donc influencé par la sensibilité spectrale du capteur. Le bruit de lecture d'un capteur type sCMOS (*Fairchild*) est préconisé d'être inférieur à 2 e- rms .

8.3.2.5 Bruit électronique

L'électronique en sortie du détecteur contribue également au bruit. Il provient de l'étage d'entrée du pré-amplificateur et peut être caractérisé par une densité spectrale de puissance de bruit, n_{amp} , soumise à la borne de sortie du détecteur. Il contribue au bruit *rms* dans l'interférogramme de la façon suivante :

$$\sigma_{x,amp} = n_{amp} \sqrt{\Delta f} = n_{amp} \sqrt{N/2\tau} \quad (29)$$

8.3.2.6 Bruit Alias

Lorsque la transformée de *Fourier* d'un signal est effectuée, seul les composants de fréquence en dessous de la limite *Nyquist* sont fidèlement conservés. Tout composant du signal au-delà de la fréquence *Nyquist* sera « replié » dans la bande passante et le bruit sur le signal enregistré sera augmenté. Le signal brut doit donc être pré-filtré avant d'être traité de façon à pouvoir séparer les composantes du bruit du signal utile. Un filtre électronique est placé après le circuit de pré-amplification du détecteur. Il doit être conçu de façon à admettre une bande passante suffisamment large qui n'ait pas une grande incidence sur la phase de l'interférogramme. Son *cut-off* coïncide avec la limite de *Nyquist*.

8.3.2.7 Bruit de numérisation

Pour un signal numérisé, l'amplitude de chaque échantillon est attribuée à un nombre limité de niveaux, appelé champ dynamique $D = 2^b$, par un processus de troncature ou arrondi. Le convertisseur *ADC* introduit des erreurs *rms* sur l'intensité du signal numérisé qui vont se traduire par l'apparition de fréquences incorrectes dans le spectre. L'erreur quadratique peut être exprimée en fonction de la valeur du bit de moindre poids (*BMP*) comme étant $\sim 1/3 \text{ BMP}$ (*Brault, 1985, Damiani, 2006*), et si *Max* représente la valeur maximale convertible par le convertisseur on peut écrire :

$$D = \frac{Max}{BMP} \approx \frac{Max}{3\sigma_{x,adc}} \quad (30)$$

Le bruit de numérisation peut alors être exprimé en fonction de l'intensité maximale pouvant être convertie :

$$\sigma_{x,adc} = \frac{I_{max}}{3D} \quad (31)$$

8.3.2.8 Bruit de dérive

Ce type de bruit concerne les *offsets* sur la phase : à tout moment, l'image subit la même erreur d'OPD.

L'objectif en terme de stabilité dimensionnelle des différentes optiques est un déplacement maximum quadratique de 8 nm toutes perturbations cumulées : thermique et vibrationnelle. Cette stabilité doit être assurée pour les positions relatives entre les trois miroirs fixes et les deux réseaux, pendant la durée $\tau = 10 \text{ s}$ d'acquisition de l'interférogramme.

Parmi les céramiques, le *Silice* (SiO_2) est couramment utilisé pour ses propriétés mécaniques et thermiques, comme substrat de miroirs en particulier dans les applications spatiales ou aéronautiques. Un calcul rapide basé sur une structure en *Carbone* type *M55J* (avec un coefficient d'expansion thermique de $10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$) permet d'estimer l'inertie thermique admissible. Sur une longueur de la structure de 1040 mm (Figure 33) des dilatations de l'ordre de la dizaine de nanomètre (valeur pic-à-pic) imposeraient une variation thermique maximum de l'ordre de $10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$ [P-V] pendant le temps d'intégration de 10 s .

Concernant les perturbations vibrationnelles, les sources éventuelles de vibration sont : le système de déplacement du miroir, et, éventuellement, les servitudes du satellite (pointage...). Le balayage continu (nécessaire pour l'observation de la dynamique solaire) atténue les effets des vibrations environnementales et des dérives.

9. BILAN DE CONCEPTION DE L'IFTSUV

9.1. BUDGET D'ERREUR

L'évaluation des différents postes de bruit étudiés conduit aux valeurs figurant dans le Tableau 14. Les valeurs du *SNR* total résultant vont de 11 pour le Soleil calme à 20 pour un Soleil actif. Un compromis entre les différentes paires de valeurs de tolérance-modulation a été fait afin de remplir les spécifications du cahier des charges scientifiques (1.3.2.SPEC 4). Le *SNR* résultant du bruit de photon est issu des calculs réalisés dans le paragraphe 8.3.2.1. L'impact sur le *SNR* total des différents postes a été calculé comme la contribution (multiplication) de l'ensemble des modulations.

Tableau 14. Budget d'erreur et calcul du *SNR* total.

Poste	Valeur
Bruit de photons	
Soleil calme	22
Soleil actif	40
Qualité du pas d'échantillonnage	
Tolérance	8 nm
Modulation	0.98
Alignement interférométrique	
Tolérance	2.5 μ rad
Modulation	0.85
Qualité de surfaces optiques	
Tolérance	$\lambda_{@633}/52$ (rms)
Modulation	0.8^2
Efficacité des réseaux	
Tolérance	3%
Modulation	0.97
<u>SNR TOTAL:</u>	
Soleil calme	11
Soleil actif	20

9.2. CAHIER DES CHARGES INSTRUMENTAL

L'ensemble des points précédents mène aux paramètres résumés dans le cahier des charges instrumentales du Tableau 15.

Tableau 15. Ensemble des spécifications définissant le cahier des charges instrumental de l'*IFTSUV*.

Paramètres d'imagerie		
Champ de vue (<i>FOV</i>):		250 x 250 "
Diamètre de la pupille d'entrée (<i>D</i>):		40 mm
Rapport d'ouverture en sortie (<i>WFNO</i>):		43
Résolution angulaire (ϕ):		1.5 "
Taille du pixel:		6.5 x 6.5 μm^2
Format du détecteur		512 x 512 pixels
Type de détecteur	Modèle	sCMOS <i>Fairchild</i>
	Taux d'acquisition	440 images/s
	Efficacité quantique	~ 15 %
Paramètres des optiques		
Paraboles hors-axe (<i>OAP-1, OAP-2, OAP-3</i>):	Efficacité	85 %
	Substrat	Zérodur
	Qualité des surfaces	$\lambda/52$ (rms)
	Revêtements	<i>Al+MgF₂</i>
	Epaisseur	TBD
Miroirs de repli (+ <i>M, +M', -M, -M'</i>):	Efficacité	85 %
	Substrat	Silice
	Qualité des surfaces	$\lambda/52$ (rms)
	Revêtements	<i>Al+MgF₂</i>
	Epaisseurs	TBD
Réseaux de diffraction:	Efficacité	25 %
	Substrat	Silice
	Nombre de traits	3 600 traits/mm
	Erreur de périodicité	TBD
	Ordres de diffraction	± 1
	Fabrication	Holographique (même lot)
	Profil	Lamellaire
	Profondeur du pas	TBD
	Qualité des surfaces	$\lambda/52$ (rms)
	Revêtements	<i>Al+MgF₂</i>
	Epaisseurs:	TBD
Paramètres de spectroscopie		
Longueur d'onde centrale (λ):		121.567 nm
Bande passante (<i>ISL</i>):		3113.74 cm^{-1}
Résolution spectrale ($\delta\lambda$):		0.005 nm
Pouvoir de résolution (<i>R</i>):		24000
Paramètres d'échantillonnage		
Nombre de pas (<i>N</i>):		2222
Taille du pas d'échantillonnage (<i>dx</i>):		824 nm
<i>OPD</i> :		1 830.928 μm
Fréquence d'échantillonnage:		222 Hz
Type d'échantillonnage:		Symétrique
Rapport Signal sur bruit		
<i>SNR</i> :		11-20

9.3. CAHIER DES CHARGES DE LA MISSION

C'est la plateforme qui définit les ressources allouées à l'instrument. L'encombrement, la masse et la puissance sont des paramètres qui devront être optimisés pour être conformes au cahier des charges du satellite. Une première estimation de l'enveloppe contenant l'instrument figure dans le Tableau 16.

Une spécification plus exhaustive de ces paramètres est pour l'instant inutile dans l'absence d'interface satellite. Quelques hypothèses et points à tenir en compte dans le cadre d'une vraie mission sont énumérés par la suite.

Tableau 16. Dimensions de l'*IFTSUV*.

Dimensions de l'instrument (TBC)	
Longueur du télescope:	1000 mm
Volume du bloc <i>IFTSUV</i> :	405 x 395 x 197 mm ³
Volume total:	1040 x 395 x 508 mm ³

9.3.1. Orbite

Un emplacement favorable pour le satellite pourrait être l'orbite au point de Lagrange *L1*. Il s'agit d'une orbite en équilibre instable située là où les gravités solaire et terrestre s'équilibrent. Ce type de configuration orbitale reçoit le nom d'orbite en « halo » : tout objet placé au voisinage du point *L1* décrit une trajectoire dite non-planaire ou perpendiculaire au plan orbital. Au point de *Lagrange L1* le satellite regarde donc en permanence vers le Soleil loin de toute influence de la Terre (ni éclipses, ni effets de la magnétosphère, et thermiquement stable). Il est situé à une distance de ~1.5 millions de kilomètres de la Terre, en dehors de tout parasitage du signal par le rayonnement *Ly- α* émis par la géocouronne. Au détriment de ces avantages, cette orbite ne permet pas un débit de télémétrie élevé vers la Terre (voir paragraphe 9.3.2) et il apparaît indispensable que l'instrument *IFTSUV* soit placé dans une orbite hélio-synchrone ou géo-synchrone inclinée de façon à pouvoir faire la liaison de données scientifiques par bande X (8-12 GHz).

9.3.2. Télémétrie

Les techniques hyperspectrales telles que celle qui fait l'objet de cette étude, sont connues pour leur « gourmandise », et expriment un besoin important en télémétrie. Un calcul rapide basé sur l'hypothèse d'une numérisation de données sur 12 bits résulte en un débit de données d'environ 700 Mbps nécessaire à l'acquisition d'un cube de données de 2222 images spectrales sur un détecteur 512x512 pixels et pour un temps d'acquisition de 10 s. Des algorithmes de compressions (jusqu'à un taux de compression de 20) peuvent être mis en place mais le volume de données dépasserait quand même les taux de transmission disponibles sur une orbite hélio-synchrone. Dans le cas d'une orbite géosynchrone, il suffit d'effectuer un *binning* 2x2 à bord pour obtenir un taux de télémétrie de l'ordre de celui de *SDO*. Des programmes d'observation sur des sous-champs, à une résolution spectrale plus faible et/ou avec des temps d'intégration élevés peuvent aussi être envisagés pour réduire le volume de télémétrie.

9.3.3. Thermique

Du fait de l'absence d'atmosphère les seuls échanges thermiques sur une plateforme satellite ont lieu par rayonnement des composants ou par conductivité à travers les structures solides. Le rayonnement de chaleur est en grande partie dû aux dissipations par effet *Joule* des modules électroniques, batteries... Le flux solaire ($\sim 1\,375\text{ W/m}^2$), l'albédo terrestre ($\sim 190\text{ W/m}^2$ pour les surfaces orientées vers la Terre) et le fond cosmique (à $\sim 3^\circ\text{K}$, négligeable cependant pour les observations solaires) sont aussi une source importante de rayonnement à tenir en compte lors du bilan thermique. La gamme de températures de fonctionnement pour les équipements embarqués doit être spécifiée dans le cahier des charges. Les spécifications sur la précision linéaire formulées dans le Tableau 14 imposent une stabilité thermique de 10^{-2}°C pour une structure en *Carbone* et des optiques faites en *Silice* et pour un temps d'intégration de 10 s. Une solution envisageable permettant d'approcher une bonne stabilité thermique, est le choix de l'emplacement du satellite. Pour une orbite *L1* les dilatations différentielles seraient donc négligeables. Le dimensionnement du contrôle thermique doit tenir compte des variations internes de la charge dissipative et des fluctuations des conditions externes ainsi que des propriétés physiques (conductivité thermique, capacité calorifique, émissivité et absorbité...) des matériaux et composants à bord. La maîtrise des transferts de chaleur peut être obtenue par des éléments passifs tels que des traitements de surface, les *MLI* (isolation multi-couche) ou les *OSR* (*Optical Solar Reflector*). Un contrôle thermique actif permet de réguler la surchauffe ou le refroidissement de la charge utile à la température souhaitée.

9.3.4. Pointage et stabilité

Un système de pointage interne stabilisé contre la gigue du satellite s'avère nécessaire pour viser en permanence la région du Soleil à observer, maintenir la stabilisation de l'image sur chaque pixel et atteindre la résolution angulaire désirée ($1''$) pendant le temps d'intégration (soit 10 s). L'asservissement de la stabilisation de l'image et du guidage du satellite peut être réalisé moyennant une lunette guide (cellule à quatre quadrants) et un système en boucle fermée sur des piézo-actuateurs agissant sur le miroir primaire (*OAP-1*). Le pointage ne sera pas assuré par le satellite tout seul : un dialogue entre la plateforme et la charge utile s'avère nécessaire pour améliorer la précision.

9.3.5. Contamination

Les effets liés à la contamination sont d'autant plus importants sur des instruments *VUV* dédiés aux observations du Soleil. La diffusion de lumière parasite est sensible à la contamination particulaire. L'obscurcissement des surfaces optiques par adsorption et/ou photo-polymérisation des contaminants moléculaires diminue considérablement le rendement du système (voir Figure 49).

Afin d'éviter les effets de contamination qui se produiront au cours de mission, des précautions peuvent être prises. Les trois étapes principales à tenir en compte sont : la caractérisation du besoin de propreté, en fonction de la perte de réponse maximale avant la mise en orbite ; le choix des composants « propres » optimisés pour le plan de contamination afin d'éviter tout effet de dégazage, et finalement l'élimination, dans la mesure du possible, de toute contamination lors des tests et de l'intégration au sol (purge à l'azote sec). L'entrée du télescope devra être protégée par une porte mobile. Une conception propre (de l'instrument et du satellite) permet de réduire considérablement la contamination, et tout effort dans cette direction n'est pas excessif. L'expérience acquise lors de la réalisation du spectromètre *SUMER* sur *SOHO* sera utilisée (U. Schuehle, 1994, A. Pauluhn et al., 2002).

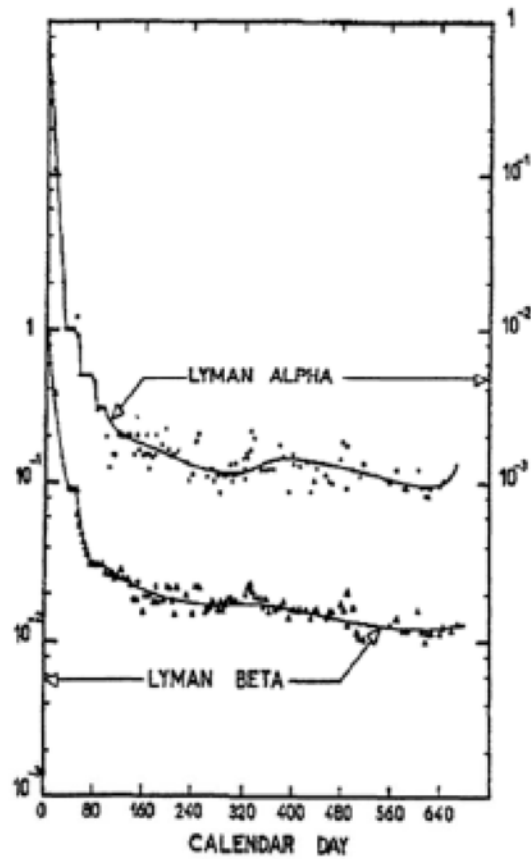


Figure 49. Exemple de la dégradation de la sensibilité de l'instrument *LPSP/OSO-8*. L'axe des ordonnées représente les variations de sensibilité relatives, l'abscisse représente le temps en jours depuis le lancement.

9.3.6. Durée de vie

Aucune estimation précise sur la durée de vie de l'instrument ne peut être réalisée. La durée de vie de la mission pourrait être envisagée à couvrir un demi cycle de montée (ou descente) d'activité solaire, soit environ 5 ans (voir Figure 50).

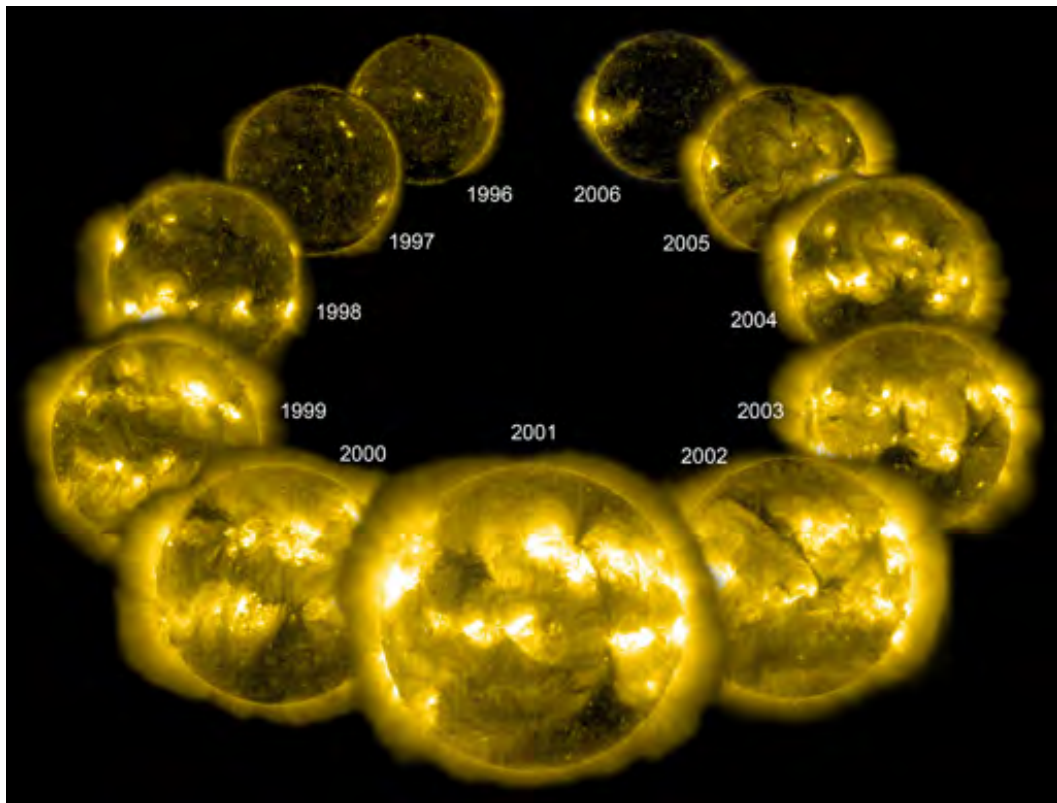


Figure 50. Représentation du cycle d'activité solaire n°23 tel que observé par la mission *SoHo* (image source *NASA*): la période moyenne de l'activité solaire est de 11.2 ans. L'activité solaire se manifeste par l'apparition de régions actives.

10. CHOIX INSTRUMENTAL : COMPARAISON ENTRE INSTRUMENTS

Comme déjà mentionné dans le paragraphe 2, tout spectromètre peut être converti en spectro-imageur et d'autres solutions techniques pouvant s'adapter à nos besoins existent, ou ont existé déjà. En particulier, les spectromètres à fente classiques basés sur des réseaux à dispersion en réflexion jouissent d'une grande popularité et ont déjà été protagonistes de missions couronnées de succès. L'instrument *SUMER* (*SoHO*, voir Figure 51) en est un exemple, et la proposition *LEMUR/EUVST* est candidate pour la future mission japonaise *Solar C* (*Teriaca et al., 2012*). D'un autre côté, de nombreux dispositifs de type spectromètre à *TF* hétérodyne (voir Figure 52) sont en phase de développement et présentent des résultats encourageants pour le futur des observations *UV* dans le spatial (*Harris et al., 2005*, *Damiani et al., 2006*, *Vincent et al., 2011*). Les schémas optiques de ce genre d'instrumentation ainsi que leur fonctionnement sont décrits dans la Figure 23, la Figure 51 et la Figure 52. Alors, pourquoi avoir choisi un *IFTSUV*? Ou plutôt, quels sont les points sur lesquels ces instruments pourraient concurrencer? Nous pouvons évaluer cette question sous différents points de vue purement qualitatifs, et en émettant des hypothèses quantitatives simples. Pour cela on placera les candidats à comparer dans un mode photométrique équivalent en considérant une optique de collection égale, et un détecteur dont le format et l'efficacité sont identiques. On se situe pour ceci dans le contexte de l'instrument *LEMUR/EUVST*, qui bénéficie d'une ouverture de grand diamètre (*30 cm* à *f/12*) afin d'aboutir à un instrument lumineux, et visant une résolution spatiale de *0.28''*, soit *0.14''* par pixel (détecteur *2048x2048* avec un pixel de *13.5 μm*). On étudiera alors la façon dont ces dispositifs s'adaptent aux besoins en termes de résolution spectrale, spatiale et temporelle pour chaque acquisition d'un cube de données (*Ruiz de Galarreta et al., 2010*).

Qualitativement, les avantages qui sont d'abord mis en avant par les partisans de ces techniques sont : la robustesse et la simplicité lors de la conception, car elles mettent en oeuvre peu d'éléments optiques et qu'en théorie il n'y a pas de mécanismes en jeu ; l'efficacité optique, étant donné le nombre réduit d'optiques nécessaires ; et finalement un pouvoir de résolution spectral élevé.

Que ce soit pour le spectromètre à réseau classique, ou pour le *ISHS*, le champ de vue est défini par une fente. Les éléments spectraux sont récupérés au niveau du détecteur le long de la direction perpendiculaire à la fente alors que chaque point de la fente est spatialement imagé suivant l'autre direction. Un système multi-fente, ou à champ de vue intégral permettrait et d'intégrer la totalité du cube de données de façon instantanée. Cependant, la spectroscopie multi-objet n'est pas adaptée à résoudre spatialement des objets complexes tels que le Soleil. Bien qu'il soit possible de coupler ce genre de systèmes à des dispositifs *IFU* pour ré-échantillonner le champ au niveau de la fente d'entrée, cette technique se heurte aussi à notre contexte observationnel. Les *IFU* de type matrice de fibres et/ou micro-lentilles ne conviennent pas aux observations *UV* lointain, et seuls les dispositifs à découpage du champ seraient compatibles. Or la taille et le nombre de petits miroirs dépendent de la résolution (spectrale et spatiale), du champ de vue et de la bande passante à observer et deviendraient dans notre cas difficilement réalisables du point de vue technique (*Maillard et al., 2012*). Ainsi, pour obtenir une cartographie spectrale de la scène, il sera nécessaire de balayer une des dimensions du champ de vue. Un mécanisme de pointage fin au niveau de l'un des miroirs du système d'imagerie s'avère donc indispensable pour l'échantillonnage spatial le long de la direction perpendiculaire à la fente d'entrée. Les spécifications de la stabilité et la précision de pointage deviennent sévères (de l'ordre de la résolution spatiale demandée) lors de la poursuite d'un événement solaire rapide. Pour citer un exemple, *R. Tousey (1963)* écrit « *On account of the considerable activity of the sun [...] it was impossible to derive conclusions concerning limb brightening or darkening [of the Lyman alpha profile] since the exact location of the slit relative to the active region on the sun was*

not known with certainty ». Le nombre d'échantillons dépendra de la couverture spatiale souhaitée, de la largeur de la fente d'entrée et de la taille du pixel de champ. Ce nombre est d'environ 1 000 échantillons, dans le cas de *LEMUR*. Or le temps de pose de cet instrument est de 1 s, ce qui signifierait que le temps nécessaire pour obtenir l'information complète sur une région de $\sim 250'' \times 250''$ serait supérieur 1 000 s (*Teriaca et al., 2011*). D'après l'équation (8), l'équation (24) et le Tableau 14, dans le cas d'un IFTSUV la cadence de mesure devrait être au moins doublée afin de tenir la spécification $SNR > 5$. Théoriquement, l'instrument IFTSUV pourrait donc être 500 fois plus rapide qu'un spectromètre à réseau, ou qu'un ISHS. Bien que cette estimation dépasse tout taux de télémessure raisonnable, la cadence de mesure de l'FTSUV reste plus élevée pour tout autre mode d'observation envisageable (*binning*, réduction de la bande passante/résolution spectrale, réduction du champ de vue/résolution angulaire...). Ceci est principalement dû à l'avantage de l'étendue et constitue un énorme avantage car le Soleil est une cible qui peut devenir très dynamique. Grâce à la symétrie circulaire, un IFTSUV a une grande ouverture d'entrée, alors que l'ouverture d'un spectromètre à dispersion, ou d'un ISHS est limitée à une fente verticale qui correspond à un angle solide beaucoup plus petit que celui du IFTSUV pour une même section lumineuse efficace. De ce fait, bien que *LEMUR* et *ISHS* soient des instruments dont la conception optique soit moins onéreuse, et malgré le nombre réduit d'éléments optiques utilisés, leur pouvoir de collection de lumière se voit donc notablement réduit. De plus, pour ces deux dispositifs, et contrairement à l'instrument IFTSUV la bande passante spectrale doit être filtrée en entrée afin de sélectionner l'intervalle spectral libre d'intérêt. Ceci rajoute une perte d'efficacité du signal importante, car les transmissions de ce genre de filtrage ne sont pas exceptionnelles (voir exemples sur la Figure 53). L'utilisation de réseaux courbés – ayant le même élément pour la dispersion et la conjugaison géométrique – permet d'économiser des optiques et de réduire aussi le volume de l'instrument. Ce genre de réseaux à pas variable peuvent cependant présenter des défauts de chromatisme, notamment et comme on le verra, si on désire faire varier les résolutions spatiales ou spectrales afin d'adapter notre mode d'observation. Pour maintenir la qualité optique de l'image, la solution passe par un système de focalisation au niveau du détecteur. Le format de celui-ci détermine la bande passante pour une valeur de résolution spectrale donnée : un élément spectral doit être projeté tous les deux éléments de pixel (théorème de *Nyquist*). Pour un détecteur 2048×2048 tel que préconisé dans le paragraphe, et $R = 24\,000$ notre bande passante se verrait réduite à $ISL \lesssim 5.1 \text{ nm}$. Cette valeur serait suffisante, mais reste immuable dans le cas d'un ISHS ce qui contraint la possibilité d'étudier d'autres raies du spectre. D'autres bandes passantes peuvent être ajoutées aux spécifications d'un spectromètre classique en utilisant les stratégies suivantes :

- en rajoutant des détecteurs de façon à enregistrer les éléments dispersés à des ordres supérieurs du réseau ;
- en intercalant des fentes à différentes dimensions ;
- en faisant varier l'angle du faisceau incident ;
- en utilisant des réseaux supplémentaires.

Ces astuces sont réalisables au prix d'augmenter la complexité du *design* et dans certains cas de dégrader les résolutions spectrale et spatiale (voir l'exemple de *SUMER* sur la Figure 52).

Concernant les comparaisons de ces trois systèmes différents, on peut donc conclure sur les idées suivantes :

Le Soleil est une cible complexe, le diagnostic de son atmosphère externe, nécessite d'instruments de type spectro-imageur versatiles, et permettant de travailler à haute efficacité optique dans l'*UV* lointain pour pouvoir atteindre la dynamique des différents phénomènes observables. Dans le but de remplir ce besoin, exprimé plus en détail dans le paragraphe 1.3, trois différentes solutions instrumentales seraient potentiellement adaptées : un spectromètre à transformée de *Fourier*, un spectromètre à hétérodynage spatial, et le spectromètre à dispersion. Parmi ces techniques, le seul système ayant un héritage de mission solaire spatiale est le spectromètre à réseau (*SUMER*, *CDS*, ...). Cependant, aucun spectro-imageur n'a été de nos jours mis en vol dans ce but. Malgré les multiples avantages des spectromètres à *TF* (c.f. paragraphe 6), cette technique ne jouit pas d'une très grande popularité. Ceci est dû principalement à l'apparente complexité lors de sa mise en œuvre. Contrairement aux spectromètres à dispersion et les *ISHS*, l'*IFTSUV* nécessite d'un calcul « moins direct » lors de l'obtention du spectre, et présente un *design* onéreux où doit intervenir un mécanisme d'échantillonnage de différence de marche très précis. Cependant, bien qu'à la base les schémas optiques de *LEMUR* ou *ISHS* soient plus simples et profitent d'un certain héritage technologique, leur potentiel imageur ne peut être atteint qu'au détriment de leur robustesse, car il est nécessaire de mettre en place un mécanisme de balayage fin du champ de vue. La précision et la stabilité de ce genre de mécanisme seront certainement délicates, notamment lors de la poursuite de phénomènes rapides dans l'atmosphère solaire. De plus, les pertes d'éclairement de ces spectromètres dues à l'utilisation d'une fente à l'entrée se traduisent par un temps d'exposition plus long, et certains événements seront délibérément manqués (voir Figure 9). *IFTSUV* est un instrument plus lumineux, à couverture de champ instantanée et donc beaucoup plus rapide que le reste ce qui constitue un avantage essentiel pour l'étude de la dynamique solaire. Finalement, la mise en place de différentes stratégies d'acquisition afin d'optimiser le mode d'observation (résolution spatiale/spectrale variables, plage spectrale/spatiale de mesure, cadence de mesure, télémessure...), est assujettie à l'implémentation de nombreux mécanismes d'ajustement lors de la conception d'un spectromètre à réseau ou à hétérodynage spatial. L'instrument *IFTSUV* est naturellement flexible et différents modes d'acquisition sont accessibles rien qu'en sélectionnant les caractéristiques de l'échantillonnage de la différence de marche optique.

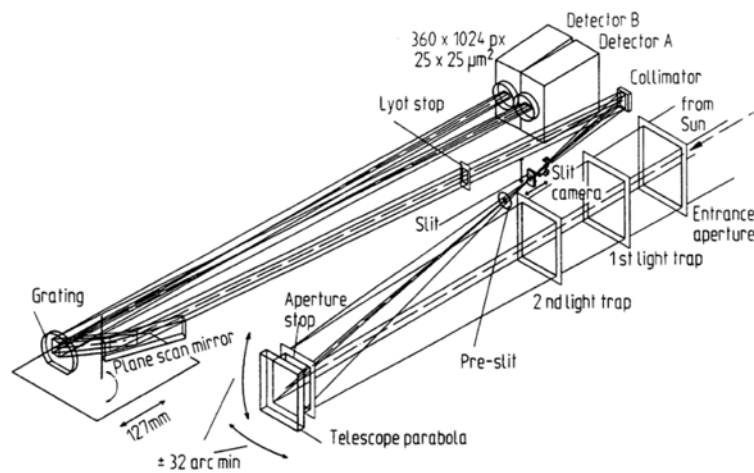


Figure 51. Schéma optique du spectromètre SUMER/SoHO (source :). Le système d'imagerie est basé sur un télescope, dont l'ouverture est de $90 \times 130 \text{ mm}^2$, formé par deux paraboles hors axe. Le miroir primaire collecteur permet de faire le balayage spatial de la scène. Quatre fentes différentes ($1'' \times 300''$, $1'' \times 120''$, $0.3'' \times 120''$ et $4'' \times 300''$) sont interchangeable mécaniquement afin de faire varier la résolution spatiale, mais aussi la résolution spectrale, selon la relation (Maillard et al., 2012): $R = \frac{2 \sin \alpha}{\theta} \times \frac{W_G}{D_T}$, où α est l'angle du faisceau incident sur le réseau, θ est la résolution angulaire donnée par la fente, W_G est la largeur du réseau et D_T le diamètre du télescope. La dispersion du spectre est assurée par une seule réflexion sur un réseau de diffraction concave. La plage de longueur d'onde est sélectionnée par la rotation d'un miroir plan de balayage en incidence rasante. La focale du système peut être corrigée moyennant un mécanisme de réglage au niveau de chacun des détecteurs.

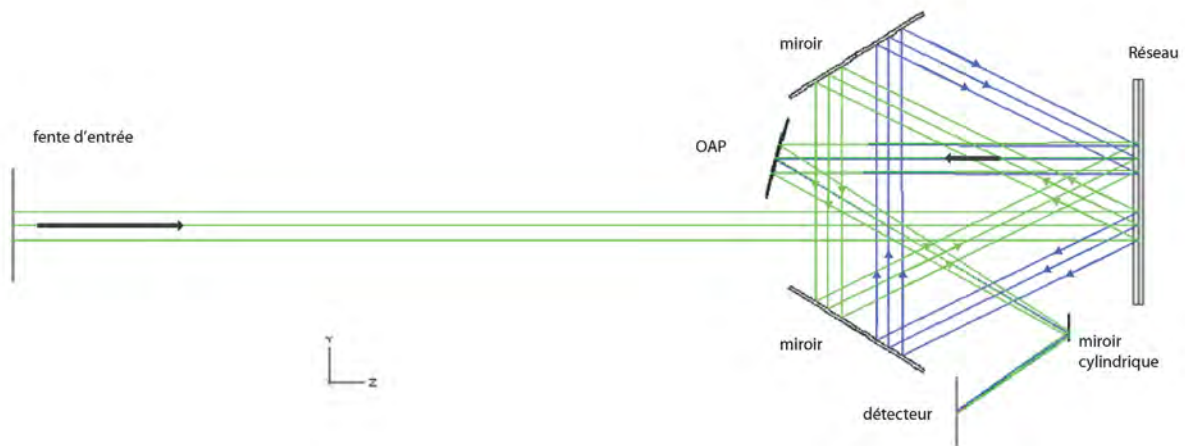


Figure 52. Schéma optique d'un spectro-imageur ISHS. Un réseau de diffraction est placé après la fente d'entrée de telle sorte que le faisceau collimaté incident est divisé suivant les ordres de diffraction ± 1 . Deux miroirs de repli dans chacune de ces deux directions sont inclinés selon l'angle de Littrow, θ_0 définit par l'équation : $2\sigma(\sin \theta_0 + \sin(\theta_0 + \gamma)) = \frac{\lambda}{\sigma}$, où l'angle $\gamma \approx 2(\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma}) \tan \sigma_0$ dépend du nombre d'onde de Littrow σ_0 (Damiani et al., 2007). Les deux front d'onde sont recombinaés au niveau du réseau, et produisent une figure d'interférence spatiale en sortie (miroir parabolique hors-axe OAP) dont la différence de marche varie selon x avec une fréquence $f_x = 4|\sigma_0 - \sigma| \tan \theta_0$. Pour faire de l'imagerie il faut rajouter un miroir cylindrique qui réalise la conjugaison entre la scène et le détecteur perpendiculairement aux franges d'interférence.

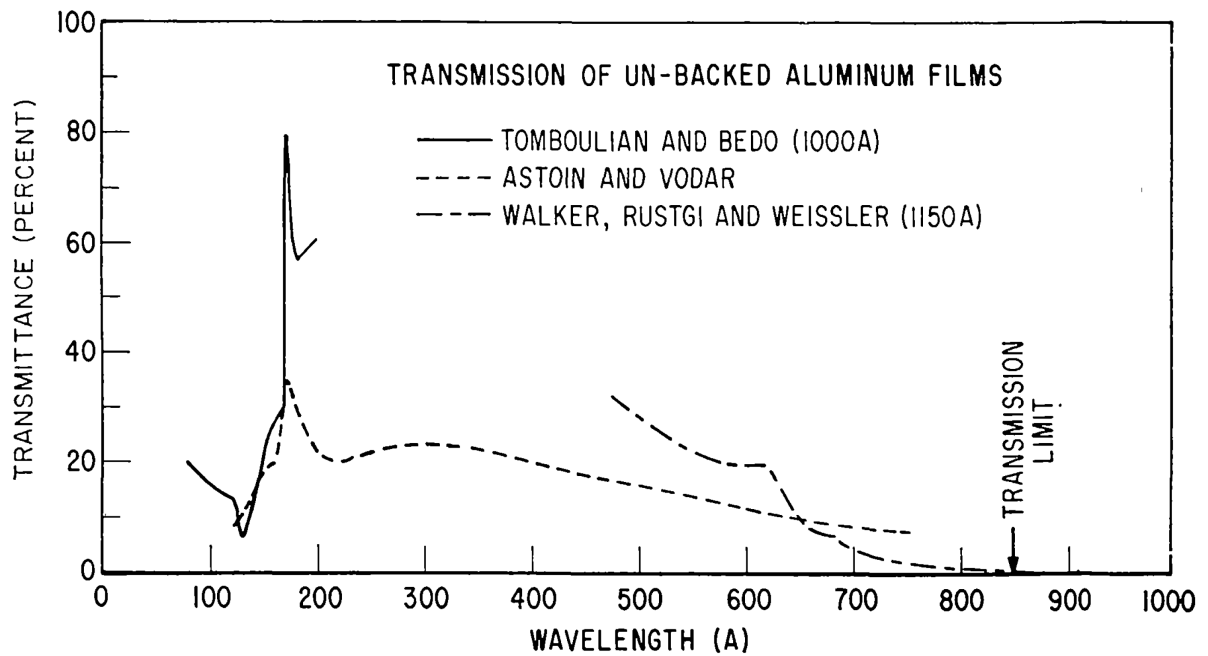
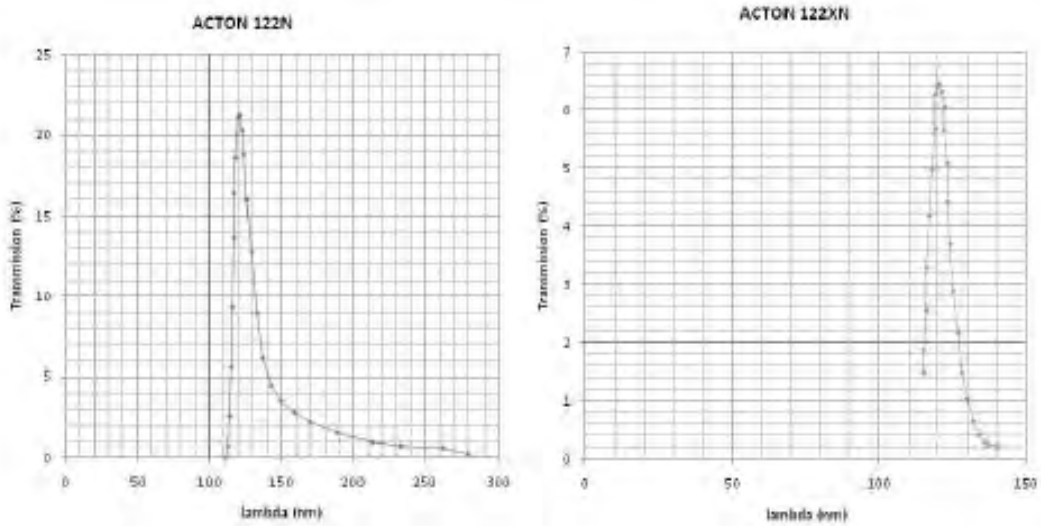


Figure 53. En haut courbes de transmissions des filtres ACTON 122N (transmission : ~21 %, Bande passante ~50 nm) et ACTON 122XN (transmission : ~6.5 %, Bande passante ~15 nm). En bas, transmission des filtres à grille d'aluminium (source : Tousey, 1963).

11. CONCLUSIONS

11.1. QUALITE DE L'IMAGE

Suite à une première optimisation *ZEMAX*, le système *IFTSUV* en soi-même vérifie tous les critères de qualité d'image. Comme vu en section 0, les effets de la diffraction du système optique ne sont pas critiques à la longueur d'onde étudiée. La dégradation de l'image sera donc dominée par les effets des aberrations géométriques. On va définir deux sortes d'aberrations:

- aberrations intrinsèques, qui résultent des défauts de fabrication tels que coniques, rayons de courbures, qualité de surface...
- aberrations extrinsèques, qui sont induites par des erreurs d'alignement, de déformations de surfaces à cause des variations thermiques, des vibrations, ou autres facteurs environnementaux.

Dans un système optique on trouve généralement un mélange des deux classes. Le tolérancement est le processus par lequel les effets de ces défauts sont pris en considération. Le critère de tolérancement utilisé est : les performances de l'instrument sont considérées suffisantes lorsque dans 90% des cas le diamètre de la tache image est inférieur ou égal à la taille du pixel. Les aberrations résiduelles du polissage combinées à celles qui seront introduites lors de l'alignement seront décisives et définiront la qualité image finale. A ce stade, étant donné l'absence des données de tenue mécanique essentielles, on ne peut pas conclure sur la qualité d'image attendue. Une étude de tolérancement prenant en compte les éléments de tenue opto-mécanique et les alignements du système à trois paraboles devrait être réalisée dans le futur. La structure envisagée sera en *Carbone*.

11.2. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Pour atteindre les valeurs de *SNR* prévues tout en ayant une certaine marge d'erreur, les spécifications sur le pas d'échantillonnage et l'alignement angulaire sont aussi exigeantes : le domaine spectral étudié approche la précision sur le pas à l'échelle nanométrique et sera sensible à des déviations angulaires de l'ordre du micro-radian. Il révèle également un point dur lié à la qualité des surfaces optiques.

Le calcul des autres postes, où le choix du détecteur, et une étude électronique interviennent, est nécessaire pour affiner ces valeurs *SNR*. Idéalement l'*IFTSUV* serait conçu de telle sorte que tous les bruits seront réduits jusqu'à ce que le bruit de photon soit dominant.

Pour chaque image il existe un compromis entre le *SNR*, le contraste, les résolutions spectrale et spatiale, le temps de pose, et l'ouverture du système. Dans la mesure où le budget d'erreur aurait un impact trop contraignant sur les performances *SNR* pour le système tel qu'il a été défini, on pourrait :

- diminuer la cadence τ , ceci ayant des conséquences sur la capacité d'observer la dynamique solaire et sur les capacités intrinsèques de la technique *FTS*.
- L'avantage de *Jacquinot* nous donne une certaine flexibilité pour élargir les ouvertures, ce qui augmentera notre signal. L'élargissement de l'ouverture à l'entrée, implique un *SNR* multiplié par la racine carrée de l'accroissement du rayon \sqrt{r} de la pupille d'entrée (voir relations (7), (8) et (24)). Dans ce cas, les

implications sur la qualité de l'image, la précision spectrale et l'encombrement de l'instrument sont à re-valider.

11.3. POINTS DURS

11.3.1. Qualité des surfaces optiques

Le résultat de l'évaluation du rapport signal sur bruit souligne de sévères tolérances dynamiques. La qualité du front d'onde résultant doit être de $\lambda/52 \text{ rms}$ ($\lambda_{\text{He-Ne}} = 632.8 \text{ nm}$). Ce critère impose des qualités de surface très élevées : cependant les substrats utilisés étant plans et au nombre de quatre par voie, cela serait possible au prix d'un effort budgétaire.

11.3.2. Besoin d'un système de métrologie

L'erreur sur le pas d'échantillonnage est due à l'incertitude sur la position du miroir pendant l'acquisition : un système de mesure linéaire s'impose. Le degré de précision souhaité est de $\pm 8 \text{ nm}$ autour de chaque pas d'échantillonnage.

La contrainte de minimisation du nombre de surfaces réfléchissantes pour garder le plus grand flux possible défavorise l'utilisation de miroirs en coin de cube ou des yeux de chat. Ces éléments auraient éliminé tout effet de *tip/tilt* introduit par la platine de translation. L'obtention d'une bonne stabilité dans la course par des moyens passifs n'étant pas possible, un système de contrôle actif de la stabilisation angulaire pendant la course s'avère aussi indispensable. La plage de stabilité est de $\pm 2.5 \mu\text{rad}$, et doit être assurée pendant toute la course du miroir (environ 1.8 mm). Pour que les performances souhaitées de l'*IFTSUV* en termes de précision spectrale et de signal sur bruit soient atteintes il est donc indispensable d'avoir un contrôle actif de l'alignement ainsi qu'une mesure précise de la différence de marche optique. Le concept et la mise en place de ce système sont présentés dans la deuxième partie de cette thèse.

DEUXIEME PARTIE



CHAPITRE III :

DEFINITION DU SYSTEME DE METROLOGIE

On a vu dans le chapitre précédant que l'interférogramme est échantillonné tous les environ 824 nm avec une précision de 8 nm et une stabilité de course de $\pm 2.5 \mu\text{rads}$. Ce chapitre III présente et décrit en détail le fonctionnement théorique d'un nouveau sous-système conçu pour répondre aux besoins de métrologie de l'instrument *IFTSUV*. Il s'attache d'abord à développer les principes théoriques généraux sur lesquels se base le montage. Un signal de référence va permettre de déduire et de stabiliser avec précision le déplacement. Les instants d'échantillonnage seront prélevés par un deuxième interférogramme auxiliaire obtenu à partir d'une source de référence monochromatique dont la longueur d'onde est parfaitement connue. La mesure dimensionnelle du déplacement est couplée à un asservissement basé sur les théories de contrôle permettant de stabiliser la course.

Les capteurs capacitifs de déplacement auraient pu constituer une solution alternative aux besoins de métrologie de l'instrument *IFTSUV*. Ces appareils ont l'avantage d'être simples et peu onéreux. Cependant ils peuvent difficilement être utilisés dans notre cas, pour deux raisons principales. D'abord ces capteurs sont habituellement en contact avec les objets sur lesquels ils effectuent leur mesure. Ceci entraîne non seulement des erreurs de mesure issues du positionnement et alignement du capteur à cause du difficile accès, mais aussi du fait que le contact entre l'instrument et l'objet change nécessairement le déplacement et la fréquence de la cible. Deuxièmement, les capteurs par contact sont difficilement utilisables sur une chaîne d'acquisition dont la cadence nécessite un contrôle à la volée. L'énorme succès atteint par des systèmes de métrologie similaires dont cette étude s'est inspirée, que ce soit dans des applications de spectroscopie *VUV* au sol (*de Oliveira et al., 2009*), de l'analyse de vibrations (*Pisani et al. 2006, Pozar et al. 2011*), ou d'interférométrie spatiale (*LISA*) a en plus encouragé la poursuite d'une solution interférométrique pour la mesure et le contrôle de l'échantillonnage.

Un rappel du fonctionnement des composants principaux faisant partie de chacun des sous-systèmes : détecteur de position, système à piézo actionneurs, et platine de translation *DC* ; permet de justifier le choix sur la gamme disponible dans le commerce. Les facteurs pouvant limiter les performances de la maquette sont discutés. En conclusion nous présentons le cahier des charges du démonstrateur regroupant les paramètres de fonctionnement nominal de la maquette. Bien que des difficultés additionnelles puissent venir se greffer lors du montage expérimental un guide de conseils à prendre en compte lors de la réalisation pratique du système sera aussi énoncé à la fin.

12. DESCRIPTION DU SYSTEME DE METROLOGIE

12.1. SCHEMA OPTIQUE

Le système de métrologie est constitué de deux sous-systèmes : un défectomètre pour la mesure des déviations angulaires ; et un *interféromètre de Michelson* homodyne pour la connaissance du pas d'échantillonnage pendant l'acquisition de l'interférogramme.

Un interféromètre homodyne nécessite deux signaux électriques ayant une différence de phase de $\pi/2$ pour une mesure relative bi-directionnelle du déplacement. Les deux signaux en quadrature sont obtenus en séparant le signal d'interférence en sortie du *Michelson* dans ses deux composantes de polarisation orthogonales qui sont ensuite envoyés sur deux détecteurs de type photo-détecteur semi-conducteur en *Silicium*. Par analyse de l'amplitude analogique mesurée il est possible de faire du comptage/décomptage du déplacement de la cible, qui sera proportionnel en fin de compte à la phase mesurée.

Ces deux sous-systèmes partagent une même source laser *He-Ne* ($\lambda_{ref} = 632.8 \text{ nm}$) qui est collimatée et polarisée linéairement à 45° . Ils sont alignés sur le même axe optique et agissent sur la face arrière du miroir de balayage $+M'$ qui, afin d'atteindre les précisions angulaires et linéaires requises, est couplé à une configuration en multi-réflexions avec un miroir de référence fixe M . Une boucle d'asservissement assure le maintien de l'alignement et la mesure précise du pas d'échantillonnage durant la course du miroir *IFTSUV*.

Le schéma optique de principe du système de métrologie est représenté dans la Figure 54 et la Figure 55. Après collimation et réduction, le faisceau laser passe dans un premier cube séparateur (*BS*) puis dans le cube polariseur (*PBS1*) qui permet de séparer les deux voies nécessaires pour : (i) la mesure et correction dynamique des déviations angulaires et (ii) la mesure de la différence de marche optique par comptage de franges d'interférence au moyen d'un système de détection de quadrature de phase en sortie du *Michelson* homodyne.

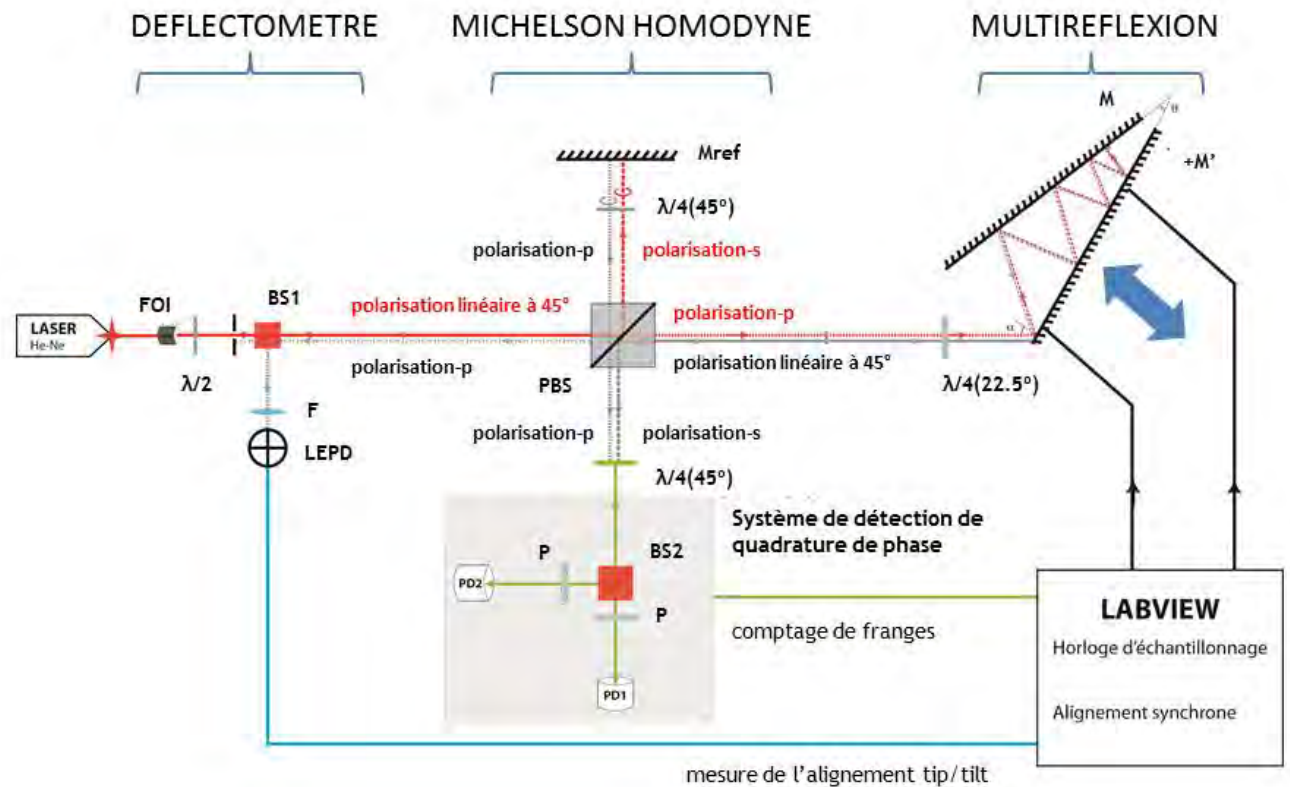


Figure 54. Système de métrologie formé par un interféromètre de *Michelson* homodyne (sous-système d'échantillonnage) pour la mesure de la *ddm*, et d'un déflectomètre (sous-système d'alignement synchrone) pour le maintien du tip/tilt introduit par le déplacement du miroir $+M'$. Le miroir de balayage est en configuration de multi-réflexion avec un miroir fixe pour amplifier les déviations angulaires et démultiplier la différence de marche en sortie du système. *FOI*: isolateur de Faraday ; *P*: polariseur ; *BS1* et *BS2*: cubes séparateurs ; *F*: lentille de focalisation ; *LEPD*: photodiode *lateral effect* ; *PBS*: cube séparateur de polarisation ; $\lambda/4$: lames de retard quart-d'onde ; *Mref*: miroir plan du bras fixe de l'interféromètre ; *PD1* et *PD2*: photodiodes.

Quand le faisceau laser arrive à *PBS1* ses deux composantes de polarisation *s* et *p* sont alors respectivement réfléchies vers le bras de référence (M_{ref}) et transmise vers le bras mobile. Pour le bras fixe, après un aller-retour dans la lame quart d'onde orientée à 45° ($\lambda/4(45^\circ)$) par rapport au plan de l'axe optique, la polarisation verticale se change en polarisation *p* horizontale en étant par conséquent re-transmise par *PBS1* vers le système de détection de quadrature de phase. Pour le bras de mesure, l'onde à polarisation *p* effectue un aller-retour dans la lame quart d'onde orientée à 22.5° ($\lambda/4(22.5^\circ)$) via la configuration de multi-réflexion. De ce fait, la polarisation horizontale initiale devient une polarisation linéaire à 45° . On a donc d'une part la composante *p* de ce nouvel état de polarisation qui sera transmise par *PBS1* et qui servira aux mesures de déviations angulaires sur la diode *lateral effect* (*LEPD*) après retour et réflexion sur le cube séparateur *BS* ; et d'autre part la composante *s* de la polarisation qui sera réfléchié par le cube polariseur vers le système de détection de quadrature de phase.

Un isolateur de *Faraday* (*FOI*) placé juste après le laser, bloque tout retour de la lumière vers le laser évitant ainsi toute interférence parasite venant modifier le comportement spectral de la source.

La Figure 55 montre l'ensemble du schéma optique réalisé en laboratoire.

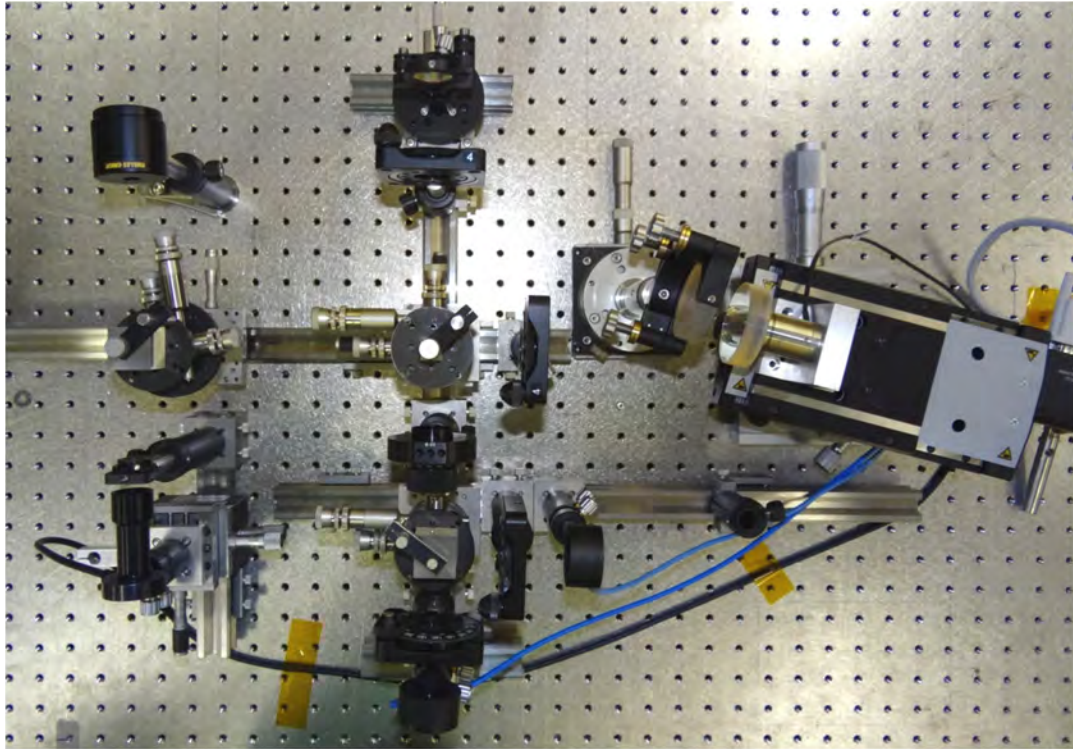


Figure 55. Photographie de l'ensemble du banc démonstrateur de la métrologie de l'instrument *IFTSUV*.

12.2. SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE

Le schéma optique est décrit en section 12.1 et Figure 54: après avoir traversé *PBS1* les deux faisceaux, de référence (état de polarisation p) et de mesure (état de polarisation s) sont transformés en deux nouveaux états de polarisation circulaire (droite et gauche respectivement) moyennant une dernière lame de retard $\lambda/4$ en entrée du système de détection de quadrature de phase. La superposition des deux états de polarisation circulaires orthogonaux de même amplitude produit un état de polarisation rectiligne. Un dernier cube séparateur de polarisation *BS2* permet d'obtenir deux signaux sinusoïdaux d'interférence sur chacun des deux photodétecteurs en sortie (*PDx* et *PDy*) avec une différence de phase de $\pi/2$ entre eux, réglable par des polariseurs placés en amont des deux photodiodes.

Les deux sorties analogiques en quadrature décalées de $\pi/2$ varient en fonction du déplacement Δx de la cible. Après détection et démodulation des deux signaux en quadrature de phase en sortie de l'interféromètre, on peut extraire la phase $\Delta\varphi$ et donc le déplacement, qui lui est proportionnel selon la relation:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi\Delta x}{\lambda_{laser}} \quad (32)$$

Chaque passage au zéro des franges d'interférence $\Delta\varphi = 2\pi$ correspond alors à un déplacement d'une demi-longueur d'onde :

$$\Delta x = \frac{\lambda_{laser}}{2} \quad (33)$$

Ceci permet de calculer la position relative par un compteur incrémental.

12.3. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE

Les erreurs de la différence de marche optique dues aux désalignements angulaires induits par le tangage, lacets (rotations parasites nommées aussi *tip/tilt* en anglais), peuvent être de nature environnementale: vibrations mécaniques, excitations acoustiques, variations de température, turbulences... ; ou intrinsèques aux performances du système de déplacement: défauts de motorisation du guidage angulaire et précision de la trajectoire linéaire de la platine (grippages, rugosités...).

Les mouvements angulaires du miroir d'échantillonnage par rapport à l'axe optique sont définis comme (voir Figure 56) :

- tangage : ou déviation angulaire γ_x dans le plan vertical contenant le faisceau incident,
- lacet : ou déviation angulaire γ_y dans le plan horizontal contenant le faisceau incident.

Des déviations de type roulis (dans le plan) peuvent aussi se produire mais n'ont pas d'impact dans le problème qui nous concerne. Ce type de défauts est connu sous le nom d'erreurs de *Abbe* (*Ernst Abbe, 1840-1905*, créateur avec *Carl Zeiss* de la société du même nom à *Léna* en 1875) qui découvrit sa nature et énonça son principe. Ils seront discutés plus tard dans les paragraphes 15.1.3 et 15.2.4.

Le sous-système déflectomètre assure le maintien de l'alignement interférométrique pour s'affranchir des pertes de contraste et incertitudes de *ddm* qui se produisent lors de la course du miroir. Il consiste en un détecteur de position (i.e. type photodiode *lateral effect*, photodiode à quatre quadrants, ou encore aussi un détecteur type *CCD*) en auto-collimation, pour la mesure des déviations angulaires du miroir introduites par le déplacement de la platine reliée à une boucle d'asservissement pour une correction dynamique du *tip/tilt* (rotations autour des axes *x* et *y*, (γ_x, γ_y)) enregistré. Le système permet de mesurer ces deux paramètres de rotation (γ_x, γ_y) en fonction du déplacement (x, y) du spot sur la surface de détection, placée au plan focal d'une lentille convergente *f* (voir Figure 57) :

$$\begin{aligned}\gamma_x &= \text{atan}(x/f) \\ \gamma_y &= \text{atan}(y/f)\end{aligned}\tag{34}$$

Si γ_x, γ_y sont petits, on peut ré-écrire cette équation comme :

$$\begin{aligned}x &= f\gamma_x \\ y &= f\gamma_y\end{aligned}\tag{35}$$

avec γ_x, γ_y exprimés en *radians* et les distances focale f mesurée en *mm*, et les valeurs x et y mesurées sur le détecteur en *mm*.

La stabilisation de la position angulaire du réflecteur mobile est assurée par des actuateurs piézo-électriques qui asservissent la correction angulaire du *tip/tilt* pendant la course par une boucle de régulation (c.f. section 14).

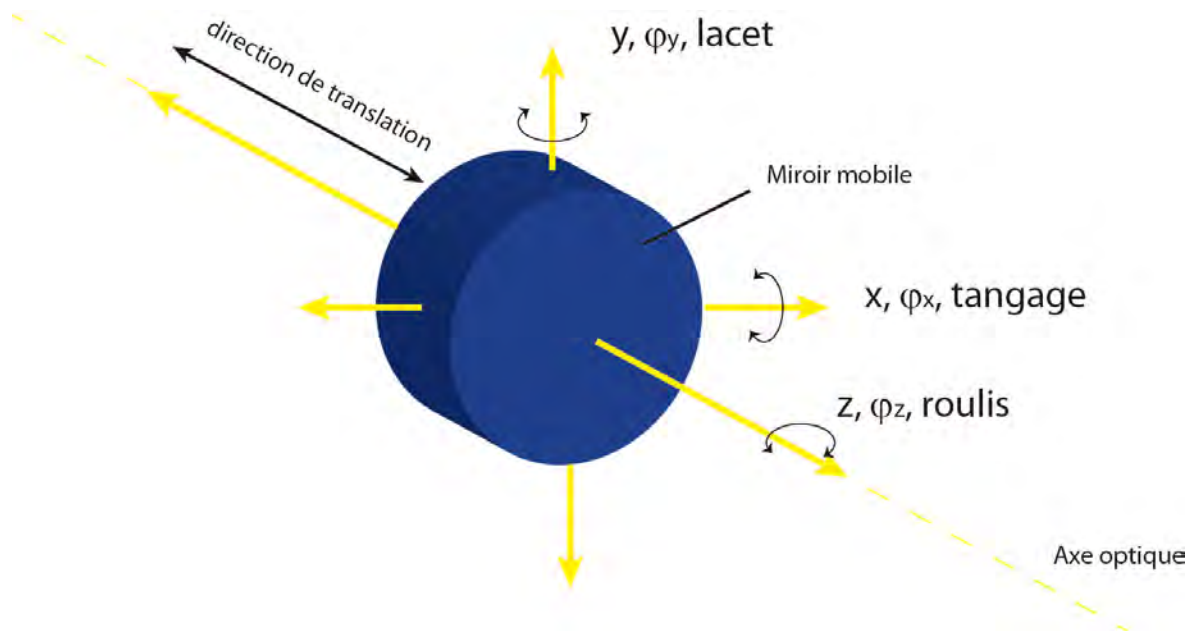


Figure 56. Illustration de l'ensemble des rotations parasites venant perturber le miroir d'échantillonnage lors de son déplacement.

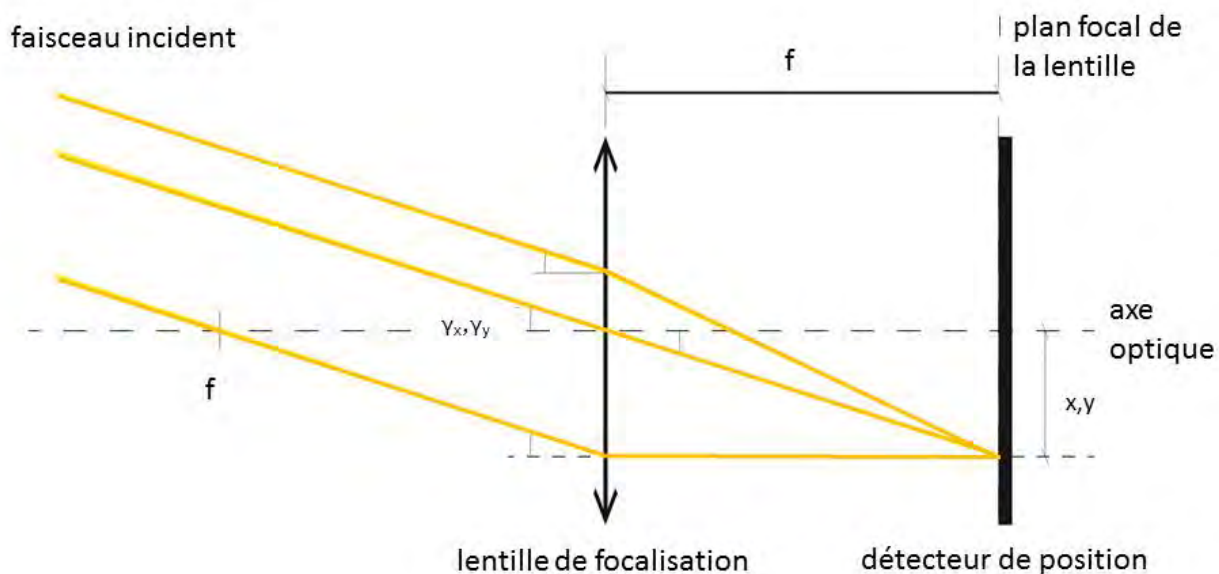


Figure 57. Illustration de la formation de l'image du spot laser de pointage dans le plan focal du détecteur de position.

12.4. CONFIGURATION EN MULTI-REFLEXION

Dans la configuration en multi-réflexion (Figure 58), le faisceau incident frappe le miroir mobile $+M'$ avec un angle α et est réfléchi sur le miroir M qui se tient à un angle de coin θ par rapport à $+M'$. Le faisceau subit alors de multiples réflexions entre le coin des miroirs avant de sortir en retour inverse suivant exactement le même chemin que la lumière incidente (Chandra et al. 1982, Pisani, M. et al. 2006, de Oliveira, N. et al. 2009). Ceci permet d'amplifier à la fois ses déplacements en vue d'une mesure interférométrique et les rotations parasites du miroir mobile en vue d'un asservissement sur une direction fixe.

Le nombre de réflexions N pour que la condition de retour inverse du faisceau soit satisfaite dépend de la relation entre l'angle d'incidence du faisceau α , et la valeur du coin d'angle θ entre les deux miroirs (de Oliveira et al., 2009):

$$\alpha = (N - 1)\theta, N \in \mathbb{Z} \quad (36)$$

N détermine le facteur de démultiplication de la phase et d'amplification d'angle.

Dans le cas de la phase $\Delta\varphi$ on écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi\delta x}{\lambda_{laser}} \xrightarrow{MR} \Delta\varphi_N = \frac{4\pi(2N)\delta x_N}{\lambda_{laser}} \quad (37)$$

La différence de chemin optique est donc démultipliée d'un facteur $2N$, et on peut écrire le pas de déplacement pour chaque passage au zéro des franges d'interférence :

$$\Delta\varphi_N = 2\pi \xrightarrow{MR} \delta x_N = \frac{\lambda_{laser}}{2(2N)} \quad (38)$$

Si on considère une déviation γ pendant l'échantillonnage de la différence de marche optique, l'amplification des déviations angulaires en sortie en fonction de N est :

$$\alpha + \gamma \xrightarrow{MR} \alpha + 2N\gamma \quad (39)$$

Tel que le schéma optique a été conçu (voir Figure 54), la cube séparateur en entrée du détecteur de position, $BS1$, rajoute une dernière réflexion sur le faisceau de retour ce qui permet de doubler l'angle de déviation totale, le facteur d'amplification final vaut alors $4N$.

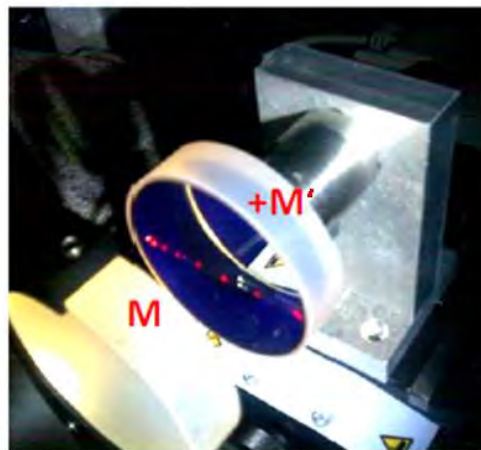
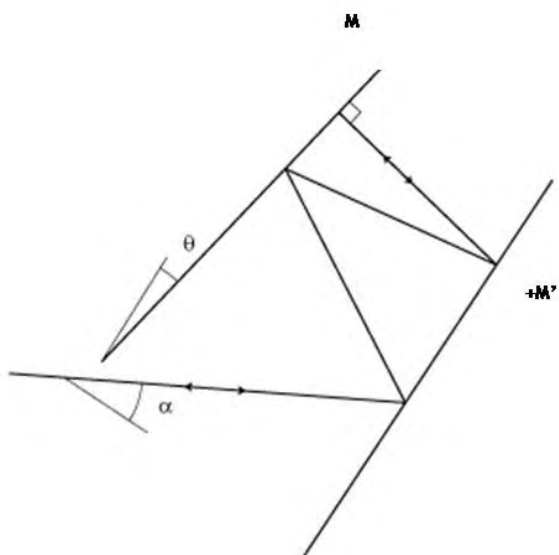


Figure 58. A gauche : schéma de la configuration en multi-réflexion. Le nombre de réflexions N pour que la condition de retour inverse du faisceau soit satisfaite dépend de la relation entre l'angle d'incidence du faisceau α , et la valeur du coin d'angle θ entre les deux miroirs. Le paramètre N est le paramètre de réglage de l'amplification de la phase et de la déviation angulaire. A droite : photographie prise en laboratoire de la configuration en multi-réflexion. Chaque spot laser rouge représente une réflexion à l'intérieur du système.

13. SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE

13.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

13.1.1. L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON HOMODYNE

L'interférométrie par division d'amplitude, et plus concrètement l'interféromètre de *Michelson* conduit à de nombreuses applications dans le domaine de la physique, et constitue pour le problème qui nous concerne un outil très puissant de mesure de déplacement (ou métrologie dimensionnelle). La longueur d'onde associée à une source monochromatique connue telle qu'un laser peut se traduire en une distance optiquement mesurable (voir équation 38 et équation 39). Il existe deux grandes variantes de mesure dimensionnelle par interférométrie *Michelson* laser: l'interférométrie hétérodyne (à deux fréquences), et l'interférométrie homodyne (à une seule fréquence). La complexité de la mise en place d'une configuration hétérodyne (notamment lors d'une possible spatialisation), nous a imposé le choix d'une solution sous forme d'interféromètre homodyne. Ce type de système permet de nos jours d'obtenir des résultats précis, stables et très performants.

13.1.2. LE SYSTEME DE DETECTION DE QUADRATURE DE PHASE

Les deux courants récupérés sur les photodiodes PD_x et PD_y sont convertis en deux tensions en quadrature (I_x et I_y en *Volt*) dont la phase est décalée de $\pi/2$ en sortie du *Michelson* homodyne. Les battements –dont la fréquence est d'autant plus élevée que la vitesse de déplacement du miroir augmente- observés par chacun de ces détecteurs sont idéalement de la forme :

$$\begin{aligned} I_x &= A \cos \Delta\varphi \\ I_y &= A \cos \left(\Delta\varphi + \frac{\pi}{2} \right) \end{aligned} \quad (40)$$

où A est l'amplitude AC du signal sur les photodiodes et $\Delta\varphi$ la phase du signal. Si on représente l'évolution des deux signaux en quadrature on obtient une courbe de *Lissajous* en forme de cercle (voir Figure 59). On peut alors exprimer la phase, par la relation ;

$$\Delta\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{I_y}{I_x} \right) + m\pi \quad (41)$$

Le terme $m\pi$, $m \in \mathbb{Z}$ est important car il permet de dérouler la phase sans avoir les sauts qui se produisent à cause des discontinuités dans la fonction arctangente en dehors des intervalles $[-\pi/2, \pi/2]$ (voir Figure 59). La différence de phase entre les deux signaux permet ainsi, selon la relation (38) de connaître le déplacement du miroir cible :

$$\Delta x = \frac{\lambda_{laser}}{4\pi} \tan^{-1} \left(\frac{I_y}{I_x} \right) + m\pi \quad (42)$$

Celle-ci pouvant aussi être exprimée en fonction du facteur de démultiplication (N) induit par le système de multi-réflexion :

$$\Delta x_N = \frac{\lambda_{laser}}{4\pi N} \tan^{-1} \left(\frac{I_y}{I_x} \right) + m\pi \quad (43)$$

La position relative peut donc être calculée par un compteur incrémental déterminant le nombre de tours m de trajectoire de cercle. D'autre part, le sens de rotation du spot détermine si le miroir cible est en train de s'éloigner ou de se rapprocher (voir Figure 60).

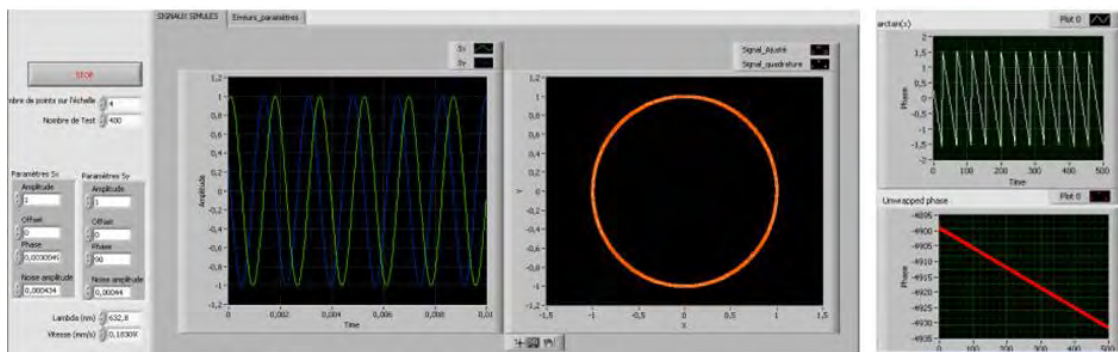


Figure 59. Capture d'écran d'une interface virtuelle Labview simulant l'acquisition de deux signaux en parfaite quadrature de phase (à gauche) et le résultat de la démodulation de la phase (à droite).

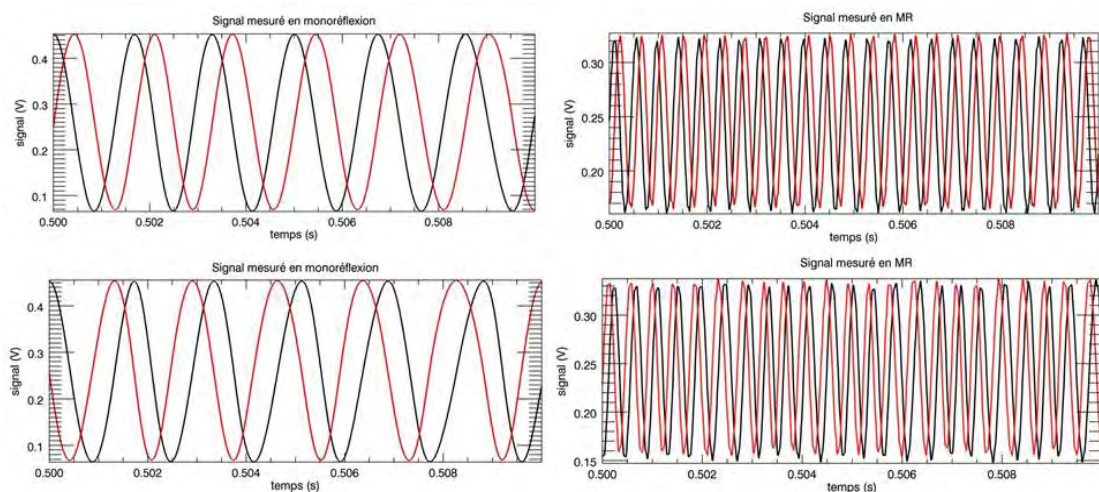


Figure 60. Signaux en quadrature mesurés lors des tests du démonstrateur. A gauche les signaux ont été mesurés pour une configuration en monoréflexion ; à droite les mesures pour les signaux en multi-réflexion avec $N = 4$. Le sens du déplacement peut être déterminé en fonction de la différence de phase entre les deux signaux, qui vaut $+\pi/2$ quand le miroir d'échantillonnage se rapproche de la source, et $-\pi/2$ quand il s'éloigne de la source.

14. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE

14.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

14.1.1. Les piézo-actionneurs

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux cristallins à produire une charge électrique proportionnelle à la contrainte mécanique qui les déforme. C'est l'effet piézoélectrique direct et ce phénomène est réversible : l'application d'un champ électrique externe provoque une déformation mécanique (effet piézoélectrique inverse). De nombreuses observations identifiant les propriétés de ce phénomène sur certains minéraux furent décrites par *Linné*, *Aepinus*, *Haüy* et *Becquerel* entre la fin du XVIII^{ème} siècle et le début du XIX^{ème}. L'effet piézo-électrique direct fut cependant formellement découvert en 1880 par *Pierre* et *Jacques Curie* qui prédirent et vérifièrent expérimentalement son existence sur des cristaux de quartz, de tourmaline, de topaze, de sucre et de sel de la Rochelle. De nombreux travaux théoriques sur les structures présentant cette propriété aboutirent en 1910 à la publication d'un catalogue réalisé par *Woldemar Voigt* classifiant les vingt classes cristallines piézo-électriques avec leurs correspondantes constantes piézo-électriques définies rigoureusement dans son formalisme d'analyse tensoriel. La réalisation industrielle pionnière fut développée par *Paul Langevin* qui se servit de cette technique pour l'invention du système *Asdic* (acronyme de *Anti-Submarine Detection Investigation Committee* et ancêtre *sonar*) mise au point avec l'ingénieur *Constantin Chilowski* pendant la Première Guerre mondiale. Les applications industrielles se basant sur l'effet piézo-électrique inverse sont devenues commercialement possibles il y a 35 ans suite à la mise en évidence des remarquables propriétés des céramiques ferroélectriques de la famille cristalline des pérovskites. Depuis de nombreuses années les applications industrielles de la piézoélectricité sont réalisées au travers de matériaux ferroélectriques élaborés sous formes de céramiques massives, polymères composites ou encore de couches minces à une échelle moindre. L'acronyme *PZT* est donné pour Titano-Zirconate de Plomb. Il s'agit d'un matériau céramique poly cristallin qui constitue depuis 1954 la première grande source de ferroélectriques. Les céramiques *PZT* existent dans de nombreuses variétés et sont devenues majoritaires dans des applications demandant une précision et un contrôle de déplacement importants.

La piézo-électricité résulte essentiellement de l'existence de dipôles électriques internes dans des cristaux à structure dite non centrosymétrique. Cette propriété est présente sur vingt des trente-deux classes cristallines existantes. Dix des vingt classes cristallines piézoélectriques présentent une polarisation électrique spontanée en absence de champ électrique, elles sont appelées pyro-électriques. Les cristaux ferroélectriques constituent finalement un sous-groupe des 10 classes de cristaux pyro-électriques (voir Figure 61). Ils sont caractérisés par la présence d'une polarisation électrique spontanée et permanente en dessous d'une température caractéristique appelée température de *Curie*. Cette polarisation est due à l'existence de regroupements de dipôles dont les directions de polarisation sont uniformes et homogènes. Ces zones de même orientation sont appelées domaines de *Weiss* qui sont séparés par des « parois de *Bloch* » électriquement perturbées, formant des angles fixes. Sous l'action d'un champ électrique externe, les domaines dont la polarisation est voisine de celle du champ vont croître au détriment des domaines moins favorablement orientés (voir Figure 62). Ces déformations sont à l'origine du phénomène piézoélectrique inverse, et font donc que le matériel change de dimension proportionnellement à l'intensité du champ appliqué.

Des modèles simples décrivent la déformation du matériel piézo-électrique. A l'échelle microscopique locale, le déplacement d'une céramique piézo dépend essentiellement du

champ électrique appliqué, et peut être décrit par la relation :

$$\Delta L = \varepsilon L_0 \cong \pm E d_{i,j} L_0 \quad (44)$$

avec ΔL étant la variation de longueur en m, ε la variation de longueur relative, L_0 la longueur de la céramique en m, E le champ électrique en V/m et $d_{i,j}$ sont les coefficients du tenseur piézo-électrique en m/V qui traduit la proportionnalité entre la contrainte exercée sur le matériau et l'induction électrique à champ nul ou constant. Du point de vue macroscopique, un actuateur-piézo peut être représenté comme un ensemble de systèmes à ressort et masse mis en parallèle. La force maximale (F_{max} en N) pouvant être appliquée par le composant est alors fonction de sa raideur k_T (en N/m) et de sa plus grande longueur de déformation ΔL_0 (en mm) selon la formule :

$$F_{max} \approx \pm k_T \Delta L_0 \quad (45)$$

La fréquence de résonance théorique de l'actionneur à vide (non chargé) et fixé fermement à une masse considérablement grande devient :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_T}{m_{eff}}} \quad (46)$$

où f_0 est la fréquence en Hz de l'actuateur non chargé, k_T sa raideur en N/m et m_{eff} la masse efficace en kg. Dans une application réelle la fréquence de résonance dépend du moment d'inertie de la masse ajoutée à l'actionneur (I_M en $gr.mm^2$), la fréquence de résonance du système f'_0 est alors calculée selon l'équation:

$$f'_0 = \frac{f_0}{\sqrt{1 + I_M/I_0}} \quad (47)$$

avec I_0 le moment d'inertie du système à piézos et :

$$I_M = m \left[\frac{3R^2 + H^2}{12} + (H/2 + T)^2 \right] \quad (48)$$

où m est la masse ajoutée en g, R le rayon du miroir, H son épaisseur et T la distance au point de pivot de l'actionneur. Un actuateur piézo peut alors atteindre son déplacement nominal pour un temps minimum T_{min} proche de 1/3 de la période de résonance :

$$T_{min} \approx \frac{1}{3f'_0} \quad (49)$$

Le choix du bon actuateur dépend de nombreux paramètres et doit se faire en fonction des exigences en termes de gamme de déplacement, vitesse, résolution, force, comportement dynamique, environnement de travail... Les caractéristiques propres à la céramique telles

que sa composition ou sa morphologie ainsi que la stabilité de l'électronique de commande (bruit d'amplification) sont à dimensionner en fonction de ce besoin. La conception piézo-mécanique doit aussi être optimisée à l'égard de l'application en fonction de la géométrie de l'empilement et de son couplage à un système de guidage adapté.

Dans notre cas il s'agit de compenser les vibrations induites par le mouvement du miroir à une précision de $2.5 \mu\text{rads}$ et pour une bande passante $> 440 \text{ Hz}$. La plage d'action angulaire dépendra des performances du système de translation du miroir, mais on peut supposer que les déviations maximales seront de l'ordre du mrad . De même, la force nécessaire pour bouger le miroir ne sera pas un facteur limitant.

L'actuateur retenu est la platine *S-330.2SL* de chez *Physik Instrumente* dont l'ensemble des caractéristiques techniques sont résumées dans le Tableau 17. Il s'agit d'une composante compacte basée sur l'empilement de couches de disques céramiques séparés par des électrodes métalliques fines. Quatre actionneurs appariés deux à deux et distribués orthogonalement permettent un contrôle des axes *X* et *Y* en boucle ouverte. Le guidage par lames flexibles assure un mouvement sans à-coups ni frictions. Un châssis d'accueil des deux modules d'amplification électronique type *E-505* hautement stables conçus pour des applications à haute précision et grande bande passante a été choisi pour l'alimentation des piézos. En boucle ouverte, la résolution théorique résultante est de 20 nm , sur une course de 3.5 mrad et avec une répétabilité de $0.15 \mu\text{rad}$, une linéarité de 0.1% et un temps de réponse en dessous de la milliseconde. Le diamètre de la platine est de 25.4 mm , et elle possède une structure à faible dilation thermique, réalisée en *Invar*. L'ensemble de ces caractéristiques sont en accord total avec le besoin métrologique exprimé (voir Tableau 22).

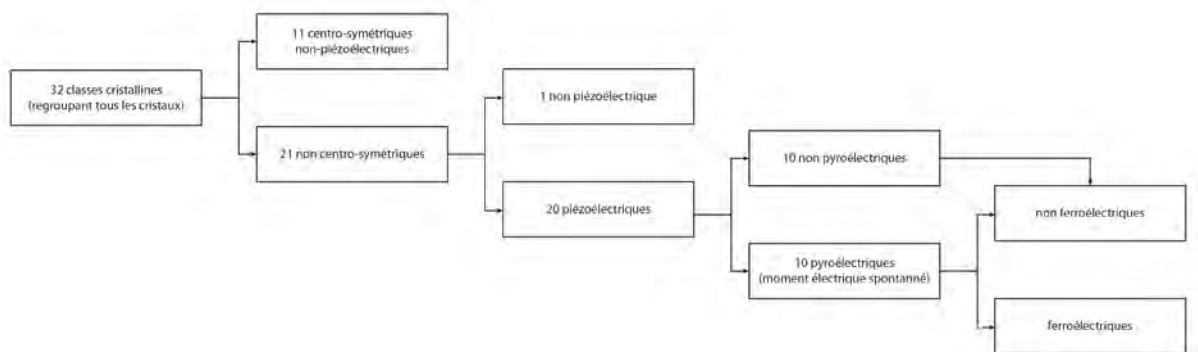


Figure 61. Organisation des différentes structures cristallines.

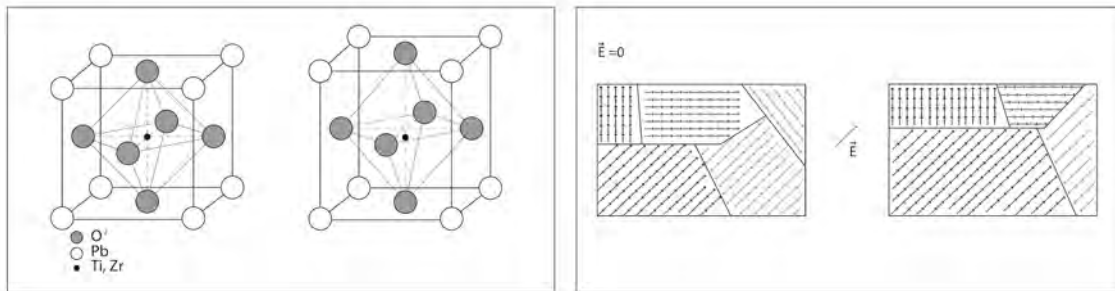


Figure 62. La figure de gauche illustre une cellule élémentaire *PZT* de type *Pérovskite* : au-dessus de la température de *Curie* (première image), le matériau présente une structure à symétrie cubique simple et la cellule unitaire contient un cation central qui n'a pas de moment dipolaire ; en dessous de la température de *Curie*, la structure réticulaire de la cellule change en une symétrie tétragonale qui se caractérise par l'apparition d'un dipôle. La figure de droite illustre la structure des domaines de *Weiss* : en absence d'un champ électrique externe, la résultante de polarisation des domaines est nulle ; lorsqu'on applique un champ électrique il y a un déplacement des parois de *Bloch* et une croissance des domaines dans la direction de polarisation voisine de celle du champ extérieur.

Tableau 17. Caractéristiques techniques du support de piézo-actuateurs *PI-S-330.2SL* à deux axes du miroir *+M*.

Platine de piézo-actuateurs à deux axes	
Modèle:	PI-S-330.2SL
Course (boucle ouverte):	3.5 mrad
Résolution (boucle ouverte):	20 nrad
Fréquence de résonance à vide (f_0):	3.7 kHz
Répétabilité:	0.15 μ rad
Linéarité:	0.1 %
Distance au point de pivot (T):	6 mm
Moment d'inertie (I_0):	1530 g.mm ²
Modules d'amplification:	
2x modèle	E-505.00
1x modèle	E-505.00S
Puissance max. sortie:	200 W
Puissance moy. sortie:	30 W
Châssis d'accueil:	E-500.00

14.1.2. Système de pointage : le détecteur de position

Il existe de nombreux types de capteurs servant comme détecteurs de position d'un faisceau lumineux. Parmi les plus populaires on peut retrouver les caméras multi-pixel de type *CCD*, les photodiodes à quatre-quadrants et les photodiodes à effet latéral (*lateral effect* en anglais). La structure la plus commune de ces photo-détecteurs est le semi-conducteur à jonction *PIN* (pour *Positive Intrinsic Negative* en anglais, constituée d'une zone non-dopée, dite intrinsèque *I* en *Si* intercalée entre deux zones dopées *P* et *N*) dont le principe de

détection est basé sur l'effet photoélectrique. Les photons avec une énergie supérieure ou égale à la bande interdite d'un matériau de type semi-conducteur sont « absorbés » ce qui « arrache » les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. L'influence d'un champ électrique (externe ou intrinsèque) génère un mouvement de porteurs libres (par création de paires électron-trou) qui donne naissance à un photo-courant, collecté par les électrodes du composant et converti en un signal de type électrique qui sera par définition proportionnel à l'intensité lumineuse incidente.

Les photodiodes à « effet latéral » sont des capteurs mono-pixel de type photodiode dont l'architecture permet de générer un courant proportionnel à la position d'un faisceau sur sa surface. Le terme « effet latéral » concerne l'apparition d'un courant photoélectrique qui apparaît le long (au lieu de à travers) de la jonction du semi-conducteur, ce qui permet de récupérer quatre photo-courants aux bornes des électrodes situées sur chacun des bords du détecteur (voir Figure 63). La résistivité des couches p et n étant quasi parfaitement uniforme, le photo-courant mesuré sur chacune des quatre électrodes est inversement proportionnel à la distance séparant le "spot" incident et l'électrode considérée. La relation qui existe entre la position (X , Y) du faisceau incident et les courants photoélectriques mesurés aux bornes des électrodes est :

$$X = \frac{I_{X2} - I_{X1}}{I_{X2} + I_{X1}} \times \frac{L_X}{2} \quad (50)$$

$$Y = \frac{I_{Y2} - I_{Y1}}{I_{Y2} + I_{Y1}} \times \frac{L_Y}{2}$$

Ce capteur détecte ainsi la position du barycentre du flux lumineux incident (centroïde ou *centroid* en anglais) par rapport au centre de la surface du capteur. Tout comme pour les photodiodes traditionnelles, les photodiodes à effet latéral permettent aussi de mesurer l'intensité du faisceau incident qui apparaît comme un photo-courant que l'on peut mesurer transversalement à la bande de jonction.

Ce type de détecteurs présente l'avantage de suivre le mouvement du *spot* avec une résolution sub-micronique, et une très grande linéarité. La taille et la forme de la tache ont peu d'effet sur la mesure de position, ce qui évite de mettre en place des moyens d'alignement du plan focal compliqués. Ils ont un rang dynamique élevé et présentent une très bonne linéarité sur la valeur mesurée.

Le capteur retenu est le modèle *OBP-A-4L* de chez *Newport*, dont les caractéristiques techniques sont décrites dans le Tableau 18. Avec les bons choix du paramètre de gain dans la configuration à multi-réflexions, et de la valeur de la focale de la lentille, ce détecteur sera capable de résoudre précisément la valeur d'angle souhaitée.

Tableau 18. Caractéristiques techniques du détecteur de position type photodiode à effet latéral (OBP-A-4L) fabriquée par Newport.

Photodiode lateral effect	
Modèle:	OBP-A-4L
Surface active:	4 x 4 mm ²
Résolution:	< 1 μm
Plage de puissance d'entrée	10 μW – 2.5 mW
Précision:	± 25 μm
Linéarité:	0.05 %
	1 V/μm
Diamètre du faisceau:	50 - 500 μm

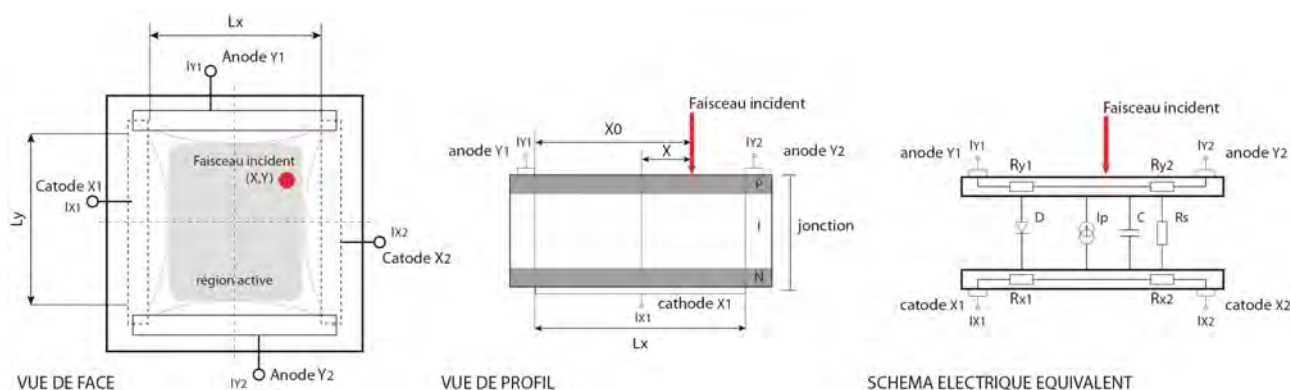


Figure 63. Schéma illustrant le principe simplifié du fonctionnement d'une diode à effet latéral, de gauche à droite : vue de face du détecteur, vue de profil du détecteur, et circuit électrique équivalent. Deux électrodes sont disposées sur la face avant du détecteur le long des deux côtés opposés de la couche résistive suivant un des axes (X ou Y) de la jonction p. La face arrière dopée n possède elle aussi une couche résistive où l'on place deux autres électrodes opposées et orientées orthogonalement aux électrodes de la face avant L_x et L_y : dimensions X et Y de la surface du détecteur; D : diode idéale de jonction ; I_p : photo-courant ; C : capacité de la jonction ; R_S : résistance du substrat ; R_{Y1} , R_{Y2} , R_{X1} , R_{X2} : résistance des respectives couches dopées ; I_{Y1} , I_{Y2} , I_{X1} , I_{X2} : photo-courants générés aux bornes des électrodes.

14.1.3. Asservissement : la boucle de régulation PID

La régulation concerne l'ensemble des techniques visant à contrôler la grandeur physique d'un processus dynamique en fonction d'une valeur de référence. Pour ce faire, le capteur donne une image de la sortie du procédé qui est comparée à la grandeur de la consigne en entrée. A partir de ce signal d'erreur, le régulateur calcule la commande qui reconduit le système à l'état d'équilibre défini par la consigne. L'action de la commande mène à une nouvelle valeur de sortie, et la boucle de régulation se répète ainsi jusqu'à la fin du procédé.

Le régulateur est le cerveau du processus de contrôle. Il doit être bien dimensionné (synthétisé) pour permettre au système de suivre correctement la consigne de référence quelle que soit la perturbation qui puisse survenir. Il est synthétisé en fonction des exigences dynamiques du procédé (en termes de précision, de stabilité, de rapidité, d'allure de la réponse, de robustesse... voir Figure 65), ainsi que de la conduite dynamique intrinsèque à

l'organe de commande (réponse du système concernant sa bande passante, ses fréquences de résonance, l'amortissement...). Ces caractéristiques sont exprimées dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. La grandeur à commander, l'écart et la grandeur de commande sont les trois signaux présentant un intérêt pour l'analyse. La régulation est « établie » lorsque la grandeur réglée évolue à l'intérieur de la limite de tolérance (erreur statique).

De manière grossière il existe deux formes de synthèse des régulateurs : la synthèse directe, fondée sur des données obtenues directement et qui ne peut être réalisée que pour certains types de régulateurs d'ordre pas élevé ; et l'ajustement se basant sur un modèle du système à commander. Généralement, pour obtenir des résultats optimisés et performants, l'identification du modèle dynamique du système à contrôler est une étape essentielle pour le calcul et la conception d'une architecture de régulation.

De nombreux systèmes mécaniques peuvent être représentés sous forme d'équations linéaires différentielles à coefficients constants d'ordre n . Cette représentation met en jeu les relations entre la variable de commande $u(t)$ et la variable de sortie $s(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{d^n s(t)}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} s(t)}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{ds(t)}{dt} + a_0 s(t) & \quad (51) \\ = b_m \frac{d^m u(t)}{dt^m} + b_{m-1} \frac{d^{m-1} u(t)}{dt^{m-1}} + \dots + b_1 \frac{du(t)}{dt} + b_0 u(t) & \end{aligned}$$

avec $n \leq m$. Si on considère des conditions initiales nulles, les propriétés de la transformation de *Laplace* permettent de simplifier énormément l'analyse de ces équations car elle transforme les intégrations et dérivations en divisions et multiplications par $p = j\omega$, variable complexe :

$$\begin{aligned} p^n S(p) + a_{n-1} p^{n-1} S(p) + \dots + a_1 p S(p) + a_0 S(p) & \quad (52) \\ = b_m p^m U(p) + b_{m-1} p^{m-1} U(p) + \dots + b_1 p U(p) + b_0 U(p) & \end{aligned}$$

On définit alors la fonction de transfert $T_{n,m}(p)$ du procédé comme le rapport entre les sorties et les entrées :

$$\frac{S(p)}{U(p)} = \frac{a_n p^n + a_{n-1} p^{n-1} + \dots + a_1 p + a_0}{p^m + b_{m-1} p^{m-1} + \dots + b_1 p + b_0} = T_{n,m}(p) \quad (53)$$

La réponse à une entrée quelconque d'un système linéaire caractérisé par sa fonction de transfert peut être déterminée lorsque la transformée de *Laplace* de cette entrée est connue. Le problème de résolution du système d'équations différentielles est alors réduit à la résolution d'équations affines dont les solutions sont des fonctions rationnelles de p : les pôles et les zéros de $T_{n,m}(p)$ définiront le comportement du système.

En dehors des méthodes de calculs théoriques on peut identifier un système en boucle ouverte en l'excitant avec un signal dont les niveaux de consigne de tension et le contenu fréquentiel correspondent à ses conditions de fonctionnement réel (*Prévost, 2011*). Cette approche permet d'élaborer le modèle dynamique de l'ensemble actionneur-procédé-capteur à commander à partir de l'analyse de sa réaction naturelle face à une perturbation. On peut

alors identifier le système en boucle ouverte soit à partir de sa réponse temporelle (indicielle ou impulsionnelle), soit à partir des courbes de gain et de phase de la fonction de transfert. Différents types de signaux peuvent être utilisés pour stimuler le système : sinusoides *wobulées*, signaux carrés, bruit blanc... Les données du stimulus et de la réponse sont alors utilisés pour définir une fonction de transfert du système en fonction de la méthode choisie. L'inversion des résultats mène à une estimation paramétrique de la synthèse du régulateur. Une fois que la fonction de transfert est calculée, le contrôleur peut être conçu.

L'analyse temporelle (ou transitoire) se base sur l'étude d'une réponse soit impulsionnelle, soit indicielle. La première méthode concerne une excitation du système en boucle ouverte sous forme de *delta de Dirac* et sa synthèse ne peut se faire que de forme approchée (R. Hanus, 2007). L'analyse indicielle implique l'utilisation d'un stimulus sous forme d'échelon d'*Heaviside* et permet de prédire la réponse forcée à une excitation quelconque. Les paramètres et spécifications en termes temporels concernent les niveaux d'atténuation de l'erreur, temps de montée, les temps propres et le gain statique. En dehors des systèmes de premier et deuxième ordre purs, l'analyse peut s'avérer complexe.

L'analyse fréquentielle quant à elle donne une vision globale du comportement du système dynamique (Martinez Molina J.-J. et al., 2011) car elle permet de connaître la réponse du système à une excitation contenant différentes fréquences. La transformée de *Fourier* de la fonction de transfert exprime la réponse fréquentielle du système en fonction du spectre en entrée. Les valeurs du module et de l'argument du spectre en sortie deviennent alors:

$$\begin{aligned} |S(j\omega)| &= |T(j\omega)||U(j\omega)| \\ \arg[S(j\omega)] &= \arg[T(j\omega)] + \arg[U(j\omega)] \end{aligned} \quad (54)$$

La réponse harmonique du système peut être alors visualisée et analysée sous la forme des représentations de *Bode* ou de *Nyquist*.

Une fois que l'on a accès à ces données brutes, l'identification du système s'accomplit par une modélisation algorithmique. Les estimations les plus communes sont les estimations de type paramétrique, basées sur une approche polynomiale (*AR*, *ARX*, *ARMAX*...) et celles non-paramétriques, basées sur l'analyse de la corrélation entre les entrées et les sorties. Ces deux méthodes sont complémentaires dans le sens où elles permettent de vérifier le modèle obtenu par comparaison des résultats obtenus par chacune des estimations.

Finalement, la notion de stabilité sera fondamentale dans le développement de l'architecture de commande : une boucle instable est dans la pratique, une boucle inutilisable. On définit généralement un système comme étant stable si à une entrée bornée correspond une sortie bornée. On peut aussi dire qu'un système est intrinsèquement stable si l'ensemble de ses fonctions de transfert sont stables. Il existe plusieurs méthodes servant à quantifier le niveau de stabilité atteint par le système. Le critère de *Nyquist* en est un exemple. Pour qu'un système en boucle ouverte soit stable en boucle fermée, les pôles de sa fonction de transfert devront être à parties réelles strictement négatives. Dans le cas de systèmes complexes, une autre méthode pouvant être utilisée est celle du calcul des marges de gain et de phase. On définit la marge de gain de la fonction de transfert en boucle ouverte comme l'amplitude réciproque prise à la fréquence où la phase du système vaut -180° :

$$M_G = 20 \log \left[\frac{1}{|T(j\omega)|} \right], \text{ avec } \arg[T(j\omega)] = -180^\circ \quad (55)$$

Alors que la marge de phase est la somme de 180° et de la phase du système où le gain est unitaire :

$$M_\phi = 180^\circ + \arg[T(j\omega_\phi)], \quad (56)$$

avec ω_ϕ tel que $|T(j\omega_\phi)| = 1$

La marge de gain exprime de combien le gain global doit être augmenté pour que le système devienne stable. Les marges positives indiquent que le système est stable alors que les négatives impliquent le contraire. Ce critère est nécessaire mais pas suffisant : il doit être utilisé en combinaison avec la marge de phase qui garantit la stabilité du système malgré l'existence de possibles retards parasites.

Il existe autant de structures de régulation que de systèmes à réguler. Le bon choix engage non seulement les capacités de répondre aux besoins du cahier des charges du procédé, mais relève aussi d'un compromis entre l'efficacité et la complexité du système ainsi que des moyens pour sa mise en forme. Le but de la boucle de régulation dans le cas qui nous intéresse est de maintenir la stabilité angulaire pendant la course du miroir. On peut de façon simplifiée, décrire le cycle de régulation de notre besoin en trois étapes itératives :

- Mesure de l'erreur, $e(t)$ entre le signal de référence $r_{x,y}(t)$, et les positions $s_x(t)$ et $s_y(t)$ du spot mesurées sur la surface du détecteur de position :

$$\begin{aligned} e_x(t) &= r_x(t) - s_x(t) \\ e_y(t) &= r_y(t) - s_y(t) \end{aligned} \quad (57)$$

- Calcul de l'action à appliquer au processus, c'est-à-dire, des consignes $u_{x,y}(t)$ à appliquer sur chacun des deux axes des piézo-actuateurs par un algorithme approprié défini grâce aux mesures de calibration.
- Application de l'action sur chacun des deux axes X et Y des piézo-actuateurs et mesure des réponses $s_x(t)$ et $s_y(t)$ en sortie du détecteur de position.

L'erreur statique, ou précision, de notre système est de $\pm 2.5 \mu\text{rads}$ mesurés sur le détecteur. La consigne doit être atteinte dans un temps $\leq \frac{1}{440\text{Hz}} = 2\text{ms}$.

Compte tenu de sa nature performante mais élémentaire, ainsi que du temps et des ressources mises à la disposition de cette thèse, le choix s'est porté sur un régulateur de type *PID*. Les boucles de régulation *PID* possèdent une structure d'ordre restreint qui ne dépend pas de celle du système à commander et elles peuvent être donc synthétisées d'une façon relativement simple et performante pour répondre aux besoins de nombreux procédés (García, 2006). Elles peuvent être réalisées numériquement et sont disponibles dans tous les logiciels de commande automatique (*Labview*, *Simulink*, ...); et aussi sous forme de modules analogiques programmés. En vertu de ces qualités les contrôleurs de type *PID* sont souvent le premier choix à prendre en compte lors d'une application sauf évidence pratique qui vienne démontrer le contraire (García, 2006). Elles sont d'ailleurs utilisées dans plus de 90% des asservissements industriels.

La boucle de régulation *PID* résulte de la somme de trois actions sur le système : proportionnelle (*P*), intégrale (*I*) et dérivée (*D*) ; sa commande est décrite par :

$$u(t) = K_p[e(t) + \frac{1}{T_I} \int_0^t e(\tau) d\tau + K_D \frac{de(t)}{dt}] \quad (58)$$

L'action proportionnelle, se caractérise par le gain de proportionnalité K_p , qui détermine l'écart $e(t)$ entre la consigne et le signal :

$$u(t) = K_p e(t) \quad (59)$$

Cette action sera limitée par la capacité du régulateur à fournir des signaux de commande avec une amplitude et une bande passante suffisantes sans devenir instables.

L'action intégrale (*I*) compense l'erreur statique de l'écart entre la consigne et le signal. Elle s'exprime par le coefficient T_I (en s^{-1}) qui représente le temps nécessaire pour que la variation de sortie soit égale à celle de l'entrée :

$$u(t) = K_p \frac{1}{T_I} \int_0^t e(\tau) d\tau \quad (60)$$

L'utilisation de l'action intégrale doit se faire de façon prudente car elle peut nuire à la stabilité du système : le poids de cette commande peut entraîner le système à un régime ondulatoire du fait de ne pas atteindre la consigne dans le temps demandé.

Finalement, une action dérivée, caractérisée par le paramètre K_D (en s) est un complément permettant d'anticiper les variations de la réponse et de stabiliser plus rapidement le système :

$$u(t) = K_p K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (61)$$

Par définition cette action réagit proportionnellement à la variation de l'erreur et non à l'erreur elle-même. Elle devient donc très sensible aux changements brusques de l'erreur, ainsi qu'à la présence de bruit électronique dans la chaîne.

La structure d'un système de régulation *PID* est décrite par la Figure 64. La forme standard de la fonction de transfert de ce régulateur s'écrit sous notation de *Laplace* comme :

$$C(p) = \frac{U(p)}{E(p)} = K_p \left[1 + \frac{1}{pT_I} + \frac{pK_D}{1 + p\frac{K_D}{N}} \right] \quad (62)$$

Le choix des paramètres *PID* (ou synthèse du régulateur) détermine de façon quantitative le bon comportement du système en boucle fermée. On peut, en fonction de notre besoin, choisir une loi de commande de type *P*, *PI*, ou *PID* (voir Tableau 19). La synthèse du régulateur reposera sur des méthodes empiriques directes (*Ziegler et Nichols, 1942*), et l'analyse précise du modèle du système à commander.

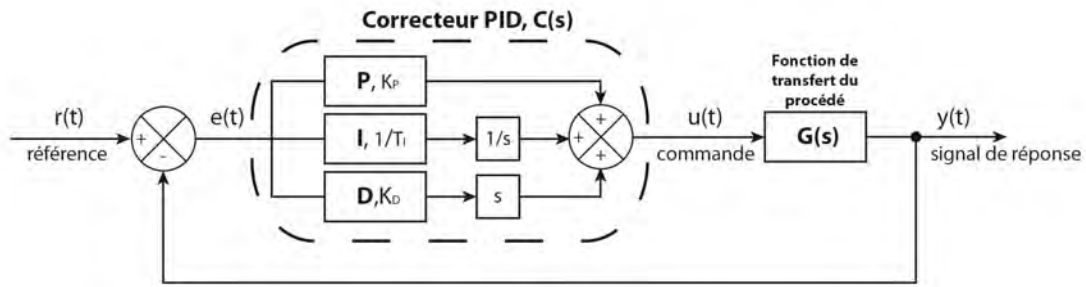


Figure 64. Illustration du principe d'asservissement par régulation *PID*, avec : $r(t)$ signal de référence ou consigne ; $e(t)$ erreur à l'entrée du régulateur ; $C(s)$ fonction de transfert du régulateur ; K_P , T_I , K_D : coefficients Proportionnel, Intégrateur et Dérivateur du correcteur *PID* ; $u(t)$ commande en sortie du régulateur ; $G(s)$: fonction de transfert du procédé ; $y(t)$ sortie de mesure du procédé (variable à commander).

Tableau 19. Avantages et désavantages de chacun des paramètres de réglage du régulateur *PID*.

ACTION	AVANTAGE	DESAVANTAGE
P	dynamique	Ne permet pas d'annuler l'erreur statique (voir Figure 65)
I	Annulation de l'erreur statique	Action lente, ralentit et déstabilise le système
D	Action très dynamique, améliore la rapidité	Sensible aux bruits et forte sollicitation de l'organe de commande

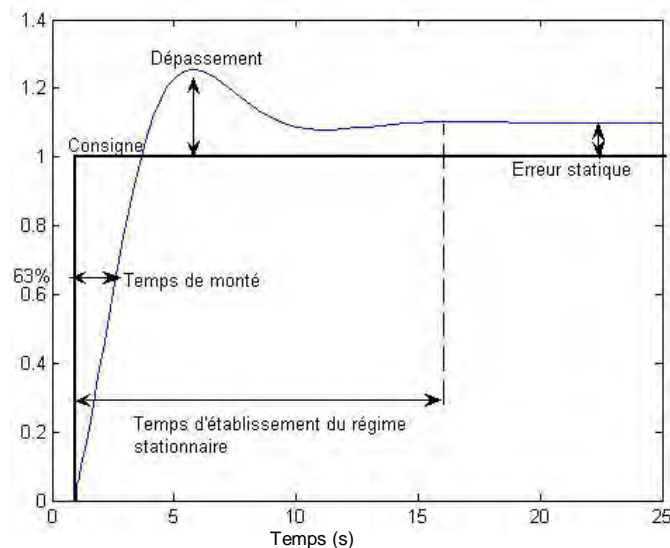


Figure 65. Les paramètres d'un régulateur sont synthésés afin de répondre au cahier des charges du procédé qui est souvent exprimé en fonction de la rapidité (temps de montée et temps d'établissement du régime stationnaire), et la précision (dépassement et erreur statique) avec lesquelles la consigne peut être suivie. La robustesse (ou adaptabilité du régulateur face aux changements de dynamique du procédé) est un paramètre aussi important, et la stabilité une caractéristique indispensable (source : wikipédia).

15. LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU DEMONSTRATEUR

15.1. SOUS SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE

15.1.1. Effets environnementaux

Les effets des variations des paramètres environnementaux sont souvent des contributeurs majeurs au budget d'erreur car ils modifient la distance apparente du chemin optique. La différence de marche optique dépend de tout effet de variation de la valeur de la longueur d'onde du laser de référence cette dernière étant très sensible aux changements de l'indice de réfraction (ou réfringence) de l'air.

La réfringence de l'air change en fonction des conditions environnementales dont les plus importantes sont les variations de température, de pression, de vapeur d'eau et de concentration de CO_2 . Ces variations ont été étudiées et décrites par l'équation empirique d'*Edlén* (*Edlén, 1966*):

$$(n - 1)_{TP} = (n - 1)_S \times \frac{P}{720.775} \left[\frac{1 + P(0.817 - 0.0133T) \times 10^{-6}}{1 + 0.0036610T} \right] \quad (63)$$

où n est la valeur de l'index de réfraction, P la pression en *Torr*, T est la température de l'air en °C et où :

$$(n - 1)_S \times 10^8 = 8342.13 + \frac{2406030}{1 - \sigma^2} + \frac{15997}{38.9 - \sigma^2} \quad (64)$$

σ étant le nombre d'onde de la source dans le vide en μm^{-1} . Les effets des variations de l'humidité (en pression f de vapeur d'eau exprimée en *Torr*) sont décrits par la relation (*Ciddor, 1996*):

$$n_{TPF} = n_{TP} - f(4.9608 - 0.0457\sigma^2) \times 10^{-8} \quad (65)$$

Alors que les concentrations de CO_2 (x , en *ppm*) induisent des variations d'indice de réfraction décrites par :

$$(n - 1)_X = [1 + 0.540(x - 0.0003)](n - 1)_S \quad (66)$$

Les variations typiques de l'indice de réfraction en fonction de ces paramètres figurent dans le Tableau 20. Si ces effets ne sont pas pris en compte de façon à pouvoir les isoler et/ou les corriger, le parcours optique mesuré ne coïncide pas avec la distance mécanique réelle. Les changements de l'indice de réfraction, font aussi varier la longueur d'onde de la source de référence de la forme:

$$\lambda_{air} = \frac{\lambda_{vac}}{n_{air}} \quad (67)$$

où λ_{vac} est la valeur de la longueur d'onde de référence sous vide. Les variations de température, de pression, d'humidité... induisent donc des variations dans la longueur d'onde mesurée sur toute la longueur du trajet optique interférométrique (aussi appelé bras mort ou *deathpath* en anglais), car d'après l'équation (38) on peut d'une façon générale écrire en interférométrie :

$$x = m \frac{\lambda_{vac}}{2(2N)} \frac{1}{n_{air}} \quad (68)$$

où m est un nombre entier qui dépend du nombre de franges qui défilent, et N est le gain dans la configuration à multi-réflexions. Il est donc possible d'estimer l'erreur de mesure de position Δx en fonction des différents paramètres ambiants :

$$\Delta x = -x \Delta n \quad (69)$$

où Δn est calculée en fonction des paramètres du Tableau 20. Si on prend L_1 et L_2 comme étant les deux longueurs de chaque bras de l'interféromètre on devra alors compter chacune de ces contributions à l'erreur comme :

$$\Delta L_1 + \Delta L_2 = -(L_1 + L_2) \Delta n \quad (70)$$

L'erreur de réfringence devient donc d'autant plus grave que le parcours interférométrique est grand, et c'est pourquoi il est important de minimiser ces distances ainsi que d'avoir accès à des moyens de contrôle (par des sondes de température, pression, ...) et de compensation voire même d'isolement (environnement sous vide, sous nitrogène...) pour tenir en compte ou annuler les effets de variation des paramètres environnementaux. Par exemple, pour une distance de 20 cm, une différence de 10^{-6} sur l'index de réfraction conduit à une erreur de 0.2 μm .

Les gradients de température peuvent introduire des dilatations et compressions de la structure mécanique ainsi que des différents composants en fonction de leurs coefficients de dilatation thermique et de leurs inerties. Le choix de matériaux adaptés devient donc d'intérêt primordial. Des temps d'acquisitions courts permettent aussi de s'affranchir de ce problème. Un environnement contrôlé, i.e. vide, ou atmosphère gazeuse (*Nitrogène, Hélium...*) réduit se problème au néant.

Finalement, les mouvements turbulents des masses d'air environnantes ainsi que les vibrations acoustiques sont aussi des facteurs d'erreur non négligeables car ils modifient le chemin du faisceau et sont en plus difficilement estimables. Tout comme pour les variations des paramètres thermodynamiques, l'isolement de l'expérience et la réduction du *deathpath* contribuent à diminuer l'impact négatif et non prévisible de ces phénomènes.

Tableau 20. Effets des variations de température, pression, humidité et CO₂ dans les variations d'index de réfraction de l'air pour des conditions « standards » de laboratoire, soit $T = 20$ °C, $P = 0.01$ mbar et une humidité de 50%.

Paramètre	Variation	Effet dans l'index de réfraction
Température	1°C	-9.26×10^{-7}
Pression	1 mbar	2.68×10^{-7}
Humidité	1 %	$-0,96 \times 10^{-8}$
CO ₂	1 ppm	1.47×10^{-8}

15.1.2. Effets des non-linéarités

Des erreurs surviennent dans l'interpolation des franges du compteur en raison d'erreurs de non-linéarité qui peuvent être de natures diverses. Ces effets se traduisent par l'apparition de différents gains et offsets mesurés sur chacune des deux photodiodes, ainsi que par des décalages dans l'orthogonalité de la phase des deux signaux en quadrature. La résolution des interféromètres homodynes restera élevée, mais sa précision peut se voir limitée par ces effets. Pour prendre en compte ces phénomènes, l'équation (40) devient alors :

$$\begin{aligned} I_x &= A_x \cos \Delta\varphi + x_0 \\ I_y &= A_y \sin(\Delta\varphi + \varphi_0) + y_0 \end{aligned} \quad (71)$$

où A_x et A_y sont les amplitudes de chacun des signaux (en *volt*), x_0 et y_0 leurs *offsets* (en *volt*), et φ_0 la contribution à la distorsion de phase (en *radian*). La forme paramétrique des deux signaux en quadrature circulaire idéale où : $A_x = A_y = A$, $x_0 = y_0 = 0$, et $\varphi_0 = 0$; est donc dans la pratique déformée en une ellipse. Les valeurs x_0 et y_0 sont les coordonnées du centre de l'ellipse, A_x et A_y les valeurs de ses deux axes, et l'écart de la quadrature φ_0 détermine le degré d'excentricité (voir Figure 66).

Les contributions non-linéaires de nature optique sont souvent la cause des décalages de la quadrature parfaite des signaux en sortie. Ces erreurs sont systématiques, périodiques (avec une période tous les $m\pi$ cycles) et indépendantes de l'amplitude et de la vitesse du déplacement de la cible. Elles sont donc intrinsèques au système interférométrique et se produisent généralement à cause des imperfections de polarisation de ses composants. D'une part la polarisation linéaire du faisceau laser présente toujours une légère ellipticité. Au niveau du cube séparateur de polarisation *PBS*, les taux de transmission et de réflexion pour chacun des états *s* et *p* ne sont pas unitaires. Ceci se traduit par des pertes et/ou l'impossibilité de séparer correctement les polarisations (verticale et horizontale) sur chacun des bras. Les lames de retard présentent aussi des erreurs de retardement. L'imperfection des revêtements et l'utilisation de composants diélectriques sensibles à l'angle d'incidence de la lumière polarisée accentuent encore plus le problème. La magnitude de l'ensemble de ces erreurs augmente si les composants optiques ne sont pas alignés correctement. L'orthogonalité de phase entre les deux signaux en quadrature, est donc assujettie aux défauts de polarisation des composants optiques et à la précision avec laquelle il est possible d'orienter angulairement les éléments polarisants (lames de retard et polarisateurs) (Cíp et al. 2000, Gregorcic et al., 2009). Les incertitudes reliées à ce type d'erreur peuvent être estimées de façon théorique par calcul de Jones (Keem et al., 2004).

Les erreurs dans la chaîne de détection provoquent aussi des effets de non-linéarité. Le *NEP* (*Noise Equivalent Power*, ou Puissance Equivalente de Bruit, *PEB*, en français) est une figure de mérite pour l'estimation du bruit sur un photo-détecteur. Cette grandeur représente la quantité d'énergie de la lumière incidente sur le détecteur capable de générer un photocourant égal à celui du bruit :

$$NEP = \frac{I_{total}}{R_\lambda} \quad (72)$$

où R_λ est la responsivité du détecteur en A/W . Par l'élection de composants à bas bruit tels que les photodiodes *818-SL* de chez *Newport* (voir caractéristiques techniques sur le Tableau 21 et la Figure 67) ce phénomène devra être caractérisé mais pourra sûrement être négligé. L'électronique d'acquisition ajoute aussi du bruit, mais surtout, elle fixe les valeurs des gains et des offsets présents dans la relation (71) et qui devront donc être étalonnés.

D'autres contributions aux non-linéarités sont dues aux variations de lumière ambiante, ainsi qu'à l'instabilité de la source de référence qui affecte la composante continue du signal. L'isolement correct du banc et le *bafflage* des capteurs seront des mesures à prendre en compte. Un schéma à quatre détecteurs en sortie serait insensible aux dérives de la puissance du laser. Par volonté de simplicité sur le montage cette solution n'a pas été favorisée.

Finalement les erreurs issues des défauts d'alignement, qu'ils soient dynamiques (à cause du système de translation du miroir) ou statiques participent aussi au décalage des signaux de la quadrature parfaite.

De nombreuses études sur les non-linéarités dans les interféromètres (qu'ils soient homodynes ou hétérodynes) ont été menées par *Wu et al. (1996)*, *Eom et al., (2001)*, *Keem et al. (2004)*, *Pozar et al. (2011)*... L'analyse de l'impact de chacun de ces postes aux incertitudes de mesure est complexe. Le choix des bons composants, le soin dans la réalisation des alignements, l'étalonnage... ne sont que des mesures palliatives qui minimisent ces effets mais qui malgré tout resteront insuffisantes pour éliminer totalement les non-linéarités des signaux en quadrature. Cependant on peut s'affranchir de ces erreurs et obtenir une meilleure précision si on ajuste la représentation de *Lissajous* des données détectées à une ellipse. L'intégralité des courbes dites coniques sont représentées par l'équation paramétrique:

$$F(S_x, S_y) = AS_x^2 + BS_xS_y + CS_y^2 + DS_x + FS_y + G = 0 \quad (73)$$

où le polynôme de deuxième ordre $F(S_x, S_y)$ est appelé distance algébrique de l'ensemble des points $(S_{x,i}, S_{y,i})$, $i = 1 \dots N$. Si on introduit les vecteurs $\vec{a} = [A, B, C, D, F, G]^T$ et $\vec{s} = [S_x^2, S_xS_y, S_y^2, S_x, S_y, 1]$, la relation (73) devient alors:

$$F_{\vec{a}}(\vec{s}) = \vec{s}\vec{a} = 0 \quad (74)$$

On peut soumettre cette relation à la contrainte de normalisation $4AC - B^2 = 1$ qui impose l'appartenance de l'ensemble des points à une conique de type ellipse (Taubin, 1991, Fitzgibbon et al, 1996). Le problème de minimisation de la distance algébrique :

$$\min_{\vec{a}} \left\{ \sum_{i=1}^N F_{\vec{a}}(\vec{s}_i) \right\} \quad (75)$$

permettant d'ajuster les paramètres \vec{a} dans la relation (74) peut alors être traité comme un problème de multiplicateurs de *Lagrange* qui peut être résolu par diagonalisation (Taubin, 1991, Fitzgibbon et al., 1996, Halir et al., 1998, Harker et al., 2008). L'approche matricielle permet de réaliser un ajustement qui présente une algorithmie non-itérative, rapide, efficace, robuste et relativement simple à implémenter. Cette méthode peut être adaptée au problème qui nous concerne (Heydemann, 1981, Cíp et al. 2000, Zumberge et al., 2004, Pozar et al., 2011) et d'obtenir les valeurs des coefficients des amplitudes, des offsets et de phase résiduels dans l'équation (71).

Une fois que les paramètres A_x , A_y , x_0 , y_0 et φ_0 sont obtenus par l'ajustement, la phase corrigée peut être calculée par la relation :

$$\Delta\varphi = \tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{a^2}{\delta} \left(\frac{S_x - x_0}{S_y - y_0} + \frac{b}{a} \right)} \right] + m\pi \quad (76)$$

où a , b , et c sont des paramètres issus de l'ajustement :

$$a = \frac{1}{A_x^2}, \quad b = -\frac{\sin \varphi_0}{A_x A_y}, \quad c = \frac{1}{A_y^2} \quad (77)$$

et $\delta = \begin{vmatrix} a & b \\ b & c \end{vmatrix}$ tel que $\delta > 0$. Cet ajustement fait que l'interféromètre homodyne est pratiquement exempt d'erreurs de non-linéarités (Harker et al., 2008, Pozar et al., 2011).

L'incertitude associée à ce calcul aura pour cause les variations des paramètres pendant l'acquisition et peut être estimée par des simulations de *Monte-Carlo* ainsi que par l'erreur résiduelle donnée par la matrice de perturbation du système (Kanatani et al., 2010).

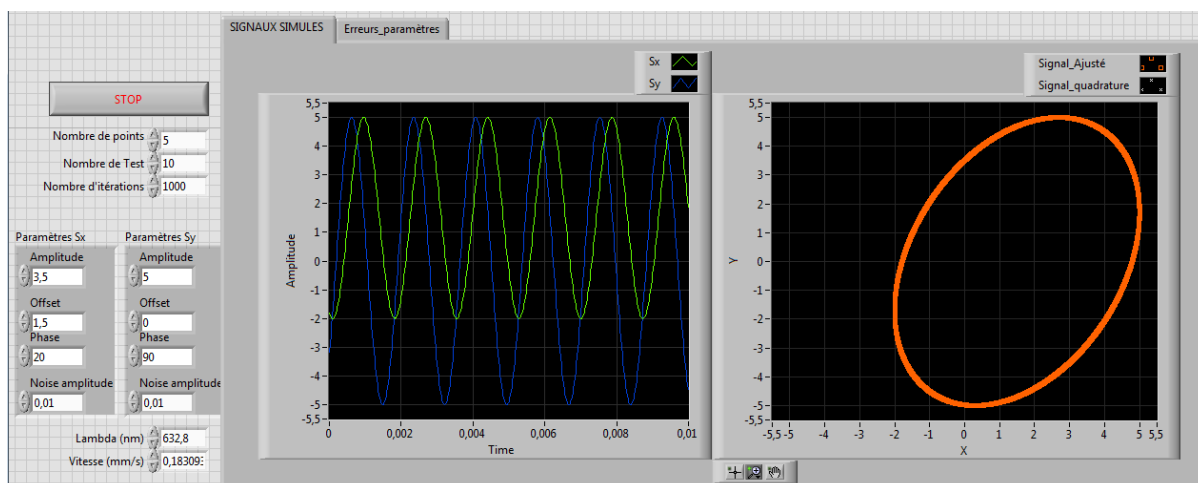


Figure 66. Capture d'écran de l'interface virtuelle Labview permettant de simuler les effets de non-linéarités dans les signaux en quadrature et d'ajuster le signal à une ellipse. Ici $A_x = 3.5$, $A_y = 5$, $x_0 = 1.5$, $y_0 = 0$, et $\varphi_0 = 20^\circ$.

Tableau 21. Caractéristiques techniques des deux détecteurs en quadrature de phase.

Photodiodes de détection de quadrature de phase	
Modèle:	818-SL
Diamètre actif:	1.13 cm
NEP:	0.20 pW/Hz ^{1/2}
Temps de montée:	2 μs
Linéarité:	1%

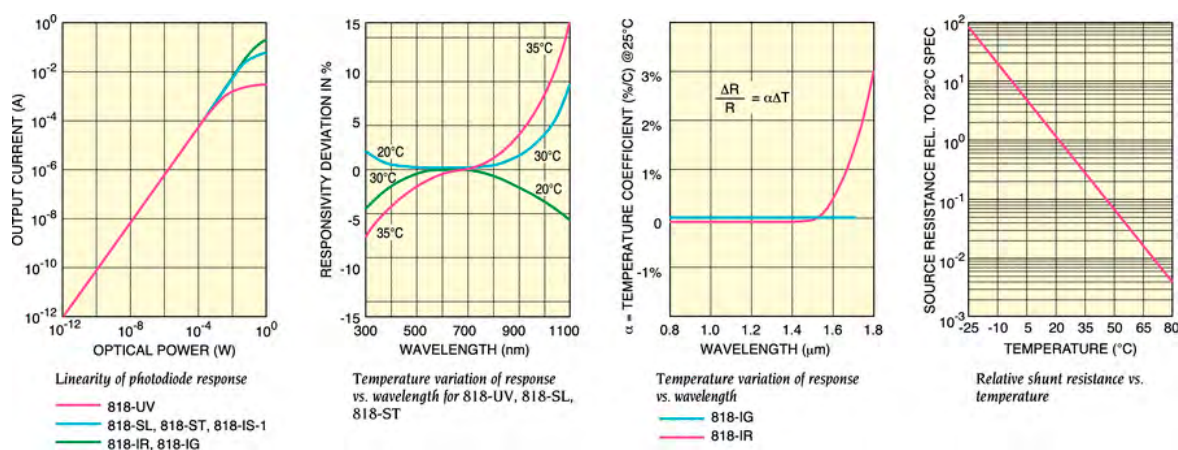


Figure 67. Courbes caractéristiques des photodiodes 818-SL fournies par Newport.

15.1.3. Réglages du sous-système

Les erreurs d'alignement angulaire conduisent à une déviation de la superposition du faisceau provenant du bras de mesure et celui qui vient du bras de référence. Le « cisaillement » entre les faisceaux de référence et de mesure résultera en une perte de contraste du signal de mesure, cet effet étant d'autant plus important que le miroir cible s'éloigne. La valeur de tolérance demandée par le cahier des charges de l'instrument

IFTSUV est de $2.5 \mu rad$. Les défauts d'alignement et réglage du système produisent non seulement un abaissement du *SNR* mais aussi une mauvaise estimation de la différence de marche. Ils peuvent regrouper en deux grandes catégories : les erreurs de type cosinus, et les erreurs de *Abbe*.

L'erreur dite de cosinus peut survenir à cause d'un désalignement angulaire, δ , entre l'axe optique défini par le faisceau incident du laser de mesure et l'axe du mouvement de translation du miroir. Le déplacement mesuré x' devient donc inférieur à la distance réelle parcourue, x , selon la relation :

$$x' = x \cos \delta \quad (78)$$

L'erreur de déplacement mesuré, Δx , peut être alors quantifiée comme :

$$\Delta x = x' - x \quad (79)$$

et si l'angle δ est petit, il est possible d'approximer $\cos \delta \approx 1 - \frac{\delta^2}{2}$ et l'équation devient alors:

$$\Delta x \approx -\frac{\delta^2}{2}x \quad (80)$$

avec δ exprimé en radians. Pour la platine de translation, le déplacement devrait idéalement se faire suivant une direction colinéaire avec l'axe optique et parfaitement orthogonale à la surface du miroir. Ce type d'erreur géométrique systématique peut être observé par le système de pointage (photodiode à effet latéral) en suivant le déplacement du faisceau de retour pour les courses minimum et maximum de translation du miroir. Il ne peut être minimisé qu'en suivant une procédure d'alignement rigoureuse préalable à la mesure ou en le compensant numériquement avec les données du pointage. Toute correction pendant la mesure (via le système d'asservissement) de cette erreur conduira à une estimation inexacte de la différence de marche du miroir. Le même scénario se produit si l'axe optique et l'axe mécanique sont parfaitement colinéaires, mais s'il existe un désalignement entre l'interface de liaison mécanique miroir-platine de translation. Pour avoir une idée de l'ampleur de cette erreur, un défaut d'alignement de $1 mrad$ sur le déplacement nominal du miroir résulte en une erreur de cosinus de $1 nm$ sur le déplacement total mesuré, et une erreur de $0.05 nm$ sur chaque position du pas d'échantillonnage.

L'erreur dite d'*Abbe*, se produit lorsque le point de mesure réel est décalé par rapport à l'emplacement du point de mesure souhaité et que des mouvements angulaires non désirés se produisent lors du déplacement du miroir (voir Figure 69). Si h est la distance entre l'axe de la cible à mesurer et l'axe de mesure, l'inexactitude du déplacement mesuré sera :

$$\Delta x = h \tan \delta \xrightarrow{\delta \ll 1} \Delta x = h\delta \quad (81)$$

Les erreurs d'*Abbe* sont insidieuses car elles peuvent être de nature systématique ou pas et peuvent être interprétées inexactement comme des turbulences ou des erreurs périodiques issues du comptage de franges. Elles sont généralement liées aux qualités mécaniques de la platine de translation, et son choix devient critique si on veut les minimiser. Idéalement, ce composant doit assurer un déplacement homogène sans jeux ni frictions. L'alternative, et

c'est le but de ces études, est d'asservir l'angle du miroir pour corriger ces déviations (voir paragraphes 12.3 et section 14). La tolérance de $\pm 2.5 \mu\text{rads}$ sur la stabilité d'angle implique une erreur d'Abbe de 2.5 nm pour une longueur de bras de levier de 1 mm .

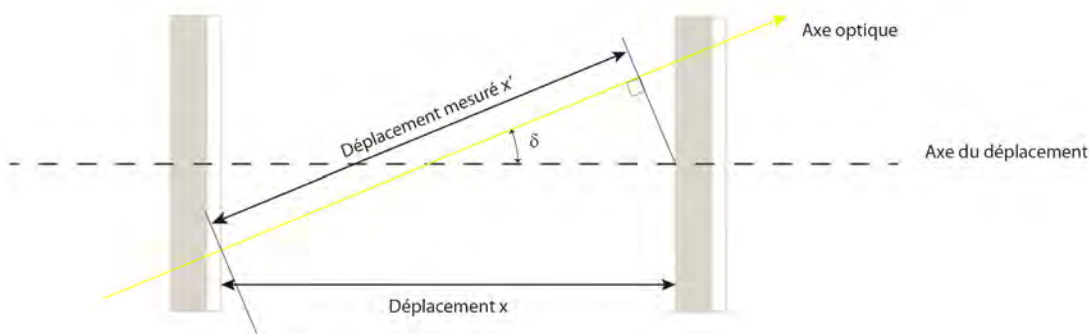


Figure 68. Illustration du principe de l'erreur en cosinus : quand il existe un désalignement entre les axes optiques et mécaniques, la distance mesurée sera toujours inférieure à la distance réelle parcourue. L'erreur est proportionnelle à l'angle de désalignement.

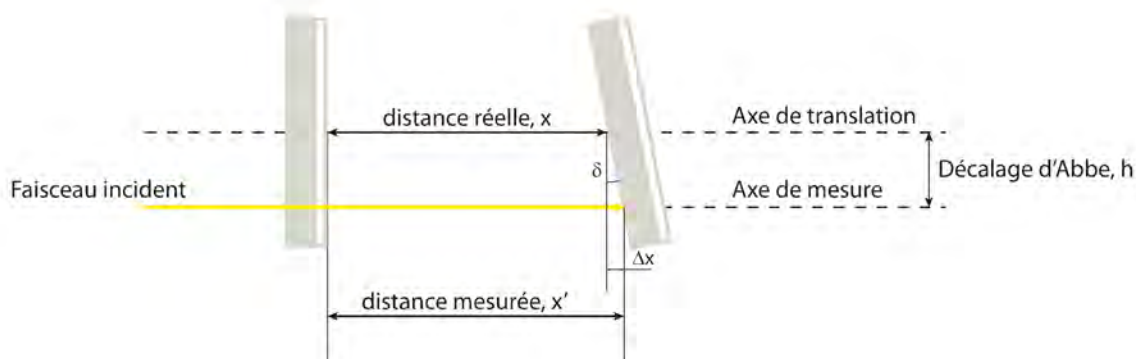


Figure 69. Illustration du principe de l'erreur d'Abbe : la longueur du bras de levier (ou décalage d'Abbe, h) induit des erreurs sur la distance mesurée.

15.1.4. Autres effets

Les effets décrits par la suite viendront aussi se greffer sur les qualités et performances du sous-système d'échantillonnage.

Les caractéristiques intrinsèques à la source de référence concernant sa stabilité en fréquence et pointage, mais aussi du point de vue de la cohérence devront être considérées. Les variations de la longueur d'onde de référence dépendent non seulement des paramètres environnementaux qui viennent modifier l'indice de réfraction mais aussi de la stabilité intrinsèque de la source utilisée. Par exemple, une instabilité relative du laser dans la gamme de 1 ppm provoquerait une erreur de $1 \mu\text{m}$ si la distance mesurée est de 1 m . Ce genre d'erreur est à prendre en compte lorsque les mesures sont réalisées sous vide (car l'indice de réfraction est constant) et quand la source laser ne présente pas une bonne stabilité (comme par exemple les composants basés sur des technologies de semi-conducteur). La stabilité des lasers à longue cavité type *He-Ne* est souvent de l'ordre de 0.01 ppm et l'erreur liée pourra être négligée. De même les dérives du pointage angulaire du faisceau pourront être rejetées car elles se produisent à long terme (par rapport à notre temps de mesure $t = 10 \text{ s}$). La longueur de cohérence est la distance sur laquelle deux trains

d'onde différents (provenant de la même source) pourront interférer. Cette notion est très importante car elle détermine la différence de marche maximale que l'on pourra avoir entre les deux bras de l'interféromètre.

Le contraste des franges devient très faible lorsque la différence de marche est supérieure à la longueur d'onde de cohérence L_c de la source lumineuse :

$$ddm \geq L_c, \text{ avec } L_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (82)$$

$c \approx 300\,000\,000 \text{ m.s}^{-1}$ étant la vitesse de la lumière dans le vide, et $\Delta\nu$ la largeur spectrale de la source en *Hertz*. Plus la source est cohérente (ou aussi strictement monochromatique), plus les trains d'onde seront longs, et c'est pour cette raison que les lasers sont des sources privilégiées en interférométrie. La largeur spectrale d'une source laser dépend de la structure de ses modes d'oscillation, mais également de l'échelle de temps caractéristique d'analyse du phénomène. Pour l'étude qui nous concerne, l'expression (51) doit être reformulée en fonction du nombre $2N$ de la configuration à multi-réflexion :

$$L_c = \frac{c}{2N\Delta\nu} \quad (83)$$

Dans le cas de lasers *He-Ne* la longueur d'onde de cohérence est de l'ordre du mètre ($\Delta\nu = 1\text{MHz}$).

La précision des résultats sera aussi sensible au contraste du signal, qui, mis à part les problèmes de désalignement évoqués précédemment, dépendra en règle générale de :

- La puissance de la source de référence.
- L'efficacité optique du banc : à savoir, les taux de transmittance et de réflectivité des différentes optiques passives, ainsi que l'efficacité des détecteurs.
- Le bruit dans la chaîne d'acquisition.
- La lumière parasite sur les détecteurs (qu'elle soit sous forme de lumière ambiante ou de réflexions parasites).
- Le nombre de réflexions mis en place dans la configuration à multi-réflexion.

La résolution finale du dispositif sera limitée par le rapport signal sur bruit.

La stabilité en vitesse de déplacement de la platine de translation n'est pas connue avec précision. Même si les pas d'échantillonnage sont fournis par une horloge « spatiale », les variations de vitesse peuvent ajouter des erreurs à cause du décalage temporel entre la position réelle du miroir et le signal de sortie correspondant (voir aussi le paragraphe 8.3.2.3 de la section du chapitre II). L'électronique d'acquisition doit donc être suffisamment rapide pour ne pas contribuer de façon significative au budget d'erreur. A ce sujet une autre limite fondamentale et relative à l'échantillonnage intervient aussi lors de l'acquisition. En effet, la relation entre la fréquence d'échantillonnage f_{ech} du système d'acquisition et la fréquence des franges d'interférence f_f doit une fois de plus vérifier le théorème de *Nyquist*, $f_f \leq \frac{f_{ech}}{2}$. Ceci limitera la vitesse d'échantillonnage du système (v) en fonction des capacités de la carte d'acquisition et du gain de multi-réflexion ($2N$) :

$$f_f = v\left(\frac{\lambda}{4N}\right)^{-1} \leq \frac{f_{ech}}{2} \rightarrow v_{max} = \frac{\lambda}{8N} f_{ech} \quad (84)$$

La résolution du dispositif se verra aussi limitée du point de vue électronique par l'erreur de numérisation. Pour chaque échantillon de phase la résolution sera de $1/2^{D-1}$ (Zumberge et al., 2004), D étant égal au nombre de bits de la carte d'acquisition. Un filtrage via *software* d'acquisition permettra de rejeter les perturbations de basse fréquence (réseau, lumière ambiante,...).

Finalement la qualité des optiques devient aussi un paramètre essentiel quand on envisage d'avoir un interféromètre précis. En effet, les surfaces des miroirs ne doivent pas déformer les surfaces d'onde. Dans une application « symétrique » comme celle qui nous concerne, on peut considérer que ces effets sont compensés après l'aller-retour sur chacun des bras. En faisant l'hypothèse de défauts décorrélés d'un composant optique à l'autre, ces erreurs peuvent idéalement se sommer de façon quadratique. Dans le cas pire où l'onde plane est amenée à passer plusieurs fois par la même surface mais pas au même endroit on peut aussi considérer que les défauts aux passages de la même surface sont dé-corrélés. Le défaut maximal acceptable de ces surfaces est alors déterminé à l'aide du critère de *Rayleigh*. Ce dernier indique que l'écart type entre le front d'onde réel et la surface d'onde idéale doit être inférieur à $\lambda/4$ (Ayari-Matallah, 2011). On peut compter neuf transmissions et trois réflexions dans le bras de référence ; et neuf transmissions plus $2N+1$ réflexions dans le bras mobile. Dans le cas du bras de référence le défaut de planéité est d'environ $\lambda/7$. Ce sera donc la voie du bras mobile qui a le plus grand nombre de réflexions, elle sera la plus contraignante et viendra imposer les spécifications.

15.2. SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE

15.2.1. Effets environnementaux

Bien que moins importants que dans le cas du sous-système d'échantillonnage, les variations des paramètres environnementaux peuvent aussi gêner le bon fonctionnement du système d'alignement synchrone. Les vibrations et les turbulences de l'air constitueront une source de bruit. Les dilatations thermiques des matériaux entraîneront des effets de dérive de pointage sur le long terme. Le bruit thermique sur la photodiode à effet latéral sera discuté dans le paragraphe 15.2.2. L'ensemble de ces effets sera à caractériser lors de l'expérience. Les actionneurs piézo-électriques sont capables de fonctionner dans une large gamme de température, et ne présentent pas d'instabilités ou des effets dans les plages de travail.

15.2.2. Système de pointage : le détecteur de position PSD

Les photodiodes à effet latéral sont des détecteurs très performants cependant leur utilisation se voit confrontée à quelques limitations pratiques qui sont énoncées par la suite.

Premièrement, la résolution d'un tel détecteur dépend de la taille de sa surface, de l'intensité du spot, du bruit du détecteur et de la bande passante du circuit de détection. D'une part les performances du capteur sont souvent spécifiées dans la plage de linéarité représentée par les 64 % de surface de détection. L'utilisation du capteur sera donc restreinte aux dimensions de cet espace. D'autre part ces détecteurs n'effectuent pas de discrimination spatiale, et la mesure peut se voir facilement perturbée par la lumière ambiante et les reflets indésirables (la surface de la photodiode étant elle-même semi-réfléchissante). Un *bafflage* correct et l'utilisation d'optiques avec un bon traitement anti-reflet, peuvent permettre de minimiser les effets de lumière parasite sur les performances de mesure du capteur. Ensuite,

les principales sources de bruit de courant de ces capteurs, de nature quantique, peuvent avoir des origines diverses :

- Le bruit quantique qui dépend de la nature statistique de la production de paires électrons-trou, et qui suit une loi de *Poisson*.
- Le courant d'obscurité I_D qui est le courant des charges en absence d'illumination.
- Le courant thermique (*Johnson*) due à la partie résistive de la résistance en série de la jonction. La mobilité diminue lorsque la température augmente car l'agitation thermique augmente le nombre de chocs qui s'oppose au déplacement.

Les deux premières perturbations peuvent être regroupées sous le terme de bruit de *Shot* qui s'exprime comme :

$$I_{shot} = \sqrt{2q(I_p + I_D)\Delta f} \quad (85)$$

où $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ est la charge d'un électron, I_p est le photo-courant généré, et Δf la bande passante du bruit. Le bruit de *Johnson* quant à lui s'exprime comme :

$$I_{johnson} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{sh}}} \quad (86)$$

avec $K_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ (constante de *Boltzmann*), T la température absolue en $^{\circ}\text{K}$, et R_{sh} la résistance équivalente (en *ohms*) du circuit de la photodiode. Le bruit total sur le courant du

capteur peut finalement s'écrire comme :

$$I_{total} = \sqrt{I_{shot}^2 + I_{johnson}^2} \quad (87)$$

Le bruit de détection prédominant de notre application sera de nature statistique (*shot*), ses effets sur le capteur seront à caractériser expérimentalement. La résolution du capteur est alors définie comme:

$$\Delta X = L \frac{I_{total}}{I} \quad (88)$$

avec L étant la dimension du capteur et I le courant circulant dans l'ensemble des contacts.

Un autre point à tenir en compte vient du fait que la précision du système sera sensible aux défauts d'alignement qui sont décrits dans le paragraphe 15.2.4. Pour s'affranchir de ces erreurs, le détecteur doit être rigoureusement réglé en auto-collimation avec le miroir $+M'$ de façon à définir une position du faisceau de retour confondue avec le faisceau incident.

Finalement un autre désavantage issu de l'utilisation de ce genre de capteurs, est que la mesure d'angle résultante est une mesure relative et non absolue. Un capteur de type *CCD*

en parallèle permettrait de discriminer spatialement l'inclinaison des franges d'interférences en vue d'une mesure absolue, mais au prix d'ajouter de la complexité au montage.

15.2.3. Platine de piézo-actuateurs

La présence d'hystérésis peut être un des facteurs dominants dans la perte de précision d'un actuateur piézo-électrique. L'hystérésis a pour origine le déplacement des grains de joints lors de l'application d'une tension sur le matériel piézo-électrique. De nombreux modèles permettent de représenter le comportement du phénomène à l'échelle microscopique. Une théorie permettant d'expliquer précisément l'ensemble des mécanismes qui engendrent la déformation macroscopique du matériel reste cependant inexistante de nos jours. La quantité d'hystérésis augmente avec l'augmentation de la tension (intensité du champ) appliquée à l'actuateur. L'écart dans la courbe tension/déformation commence typiquement autour de 2% et peut atteindre entre 10-15% de la tension appliquée aux bornes de l'actuateur. Dans les systèmes à boucle fermée l'effet d'hystérésis est entièrement compensé si besoin. Cependant dans l'idéal, il faut essayer de travailler dans une plage de tension qui minimise le phénomène car l'erreur à compenser par le régulateur devient alors plus importante, ce qui se traduit par une diminution de la bande passante.

Le vieillissement et le fluage (ou dérive) des actionneurs piézo, sont d'autres effets qui n'interviendront pas dans notre expérience car il s'agit de phénomènes à long terme.

L'angle des actionneurs requiert la connaissance de la distance séparant l'angle piézo-électrique du point de pivot du miroir mobile (soit environ 6 mm), ainsi que de l'étirement maximal de l'actionneur piézo-électrique. L'angle maximal sous tendu par le miroir mobile sera de 3.5 mrad, et l'angle de réflexion maximal du faisceau sera le double de celui la soit 7 mrad. Les défauts d'alignement issus d'un mauvais réglage mécanique seront discutés dans le paragraphe qui suit.

15.2.4. Réglages du sous-système

Les défauts d'alignement entre le miroir mobile et le détecteur de position conduisent à des erreurs systématiques de précision sur le système de pointage. Dans une première approche paraxiale, il faudra faire attention aux réglages au niveau du miroir mobile $+M'$, du miroir fixe en multi-réflexion M , du cube séparateur $BS1$, de la lentille de focalisation f , et aussi du détecteur de position lui-même (voir Figure 54).

Un défaut de réglage de la platine de piézo-actionneurs par rapport à l'axe optique conduit à des erreurs de diaphonie. Si on module de façon indépendante et linéaire un des deux axes des piézo, on devrait générer en sortie du détecteur de position une droite parallèle à l'axe excité. Or, il se peut que les deux axes des actionneurs soient tournés par rapport à l'axe optique et non superposés aux axes du détecteur de position. Par conséquent il existera une interférence entre les axes X et Y du plan qui se traduit par un basculement du signal d'un axe sur l'axe qui lui est orthogonal. Les effets de diaphonie peuvent être corrigés si on assure un réglage fin de la fixation de la monture des piézo actuateurs au miroir mobile. Il peut être aussi compensé en tournant le détecteur de position de façon à ce que la diaphonie soit répartie de façon identique sur les deux axes. Une autre solution serait de faire une régulation en deux dimensions en incluant la matrice de rotation pour tenir compte du couplage entre les deux axes.

Si l'ensemble miroir-platine de translation est désaligné par rapport à l'axe optique suite à un mauvais réglage initial du système, ceci va se traduire par un déplacement du spot sur la surface du détecteur lors de la course. Il s'agit d'une erreur en cosinus, la valeur du signal du

spot en fonction de l'angle dévié et de la course totale vient pour un dérèglement de $\pm 1^\circ$ impliquerait alors un déplacement de $\sim \pm 15 \mu m$ sur le détecteur. Cet effet sera amplifié lorsque le système sera réglé en configuration de multi-réflexion, ainsi que par les défauts d'alignement au niveau de la lame séparatrice et de la lentille de focalisation.

Comme il s'agit d'une mesure relative, et que les translations conservent les angles, les décalages le long des axes perpendiculaires à l'axe optique qui ne rajoutent qu'un offset sur la mesure peuvent être négligés. Les désalignements angulaires $\delta\gamma_X$ et $\delta\gamma_Y$ au niveau du cube séparateur et de la lentille quant à eux modifient l'angle réel à mesurer, qui devient en fonction de l'axe:

$$\begin{aligned}\gamma'_X &= \gamma_X \pm \frac{\delta\gamma_X}{2} \\ \gamma'_Y &= \gamma_Y \pm \frac{\delta\gamma_Y}{2}\end{aligned}\tag{89}$$

Le dérèglement angulaire devra donc rester au-dessous de la précision souhaitée, soit $2.5 \mu rad$. L'utilisation d'un iris en sortie du cube permet de limiter le champ observé par la lentille et réduire les imprécisions de réglage. Pour un système en multi-réflexion la tolérance devient moins sévère car l'angle à régler est amplifié d'un facteur $4N \times 2.5 \mu rad$.

Un autre facteur limitant la précision du système de pointage concerne l'incertitude sur le désalignement de la photodiode à effet latéral: les relations trigonométriques (34) et (35) ne sont vérifiées que si la surface du capteur de position est perpendiculaire à l'axe optique. Lorsqu'il existe un angle (que ce soit par rapport à l'axe X, $\Delta\gamma_X$, ou par rapport à l'axe Y, $\Delta\gamma_Y$) l'estimation peut devenir inexacte car la valeur de l'angle projetée et mesurée sur la surface du capteur devient :

$$\begin{aligned}X' &= \frac{X}{\cos \Delta\gamma_X} \\ Y' &= \frac{Y}{\cos \Delta\gamma_Y}\end{aligned}\tag{90}$$

Pour avoir donc une idée de cette incertitude, une erreur de $\pm 1^\circ$ se traduit par une erreur de $\pm 0.1 \mu m$ sur la précision du capteur. Finalement, les photodiodes à effet latéral sont en principe insensibles à la taille du spot et les effets de défocalisation seront donc moins tangibles, on a par exemple que pour une erreur de $\pm 1 mm$ sur le réglage de la focale, et pour la course maximale des piézo (soit $2.5 mrad$), l'erreur sur la distance mesurée est de $\pm 20 \mu m$ projetés sur le détecteur de position.

15.2.5. La boucle de régulation *PID*

Le problème de conception d'un bon système de contrôle est essentiellement celui de l'adéquation de la dynamique caractéristique du processus à celle du contrôleur. La qualité d'un système asservi est jugée par sa rapidité et sa précision, mais aussi par la stabilité et la robustesse avec lesquelles il suit la loi d'entrée. La représentation générale d'un processus de régulation est schématisée dans la Figure 70. Les régulateurs *PID* constituent une solution performante qui mérite d'être le premier choix lors d'un besoin en automatisme, cependant, en fonction de la complexité du système, leurs capacités de succès se voient réduites.

Bien qu'efficace, l'approche d'une commande de régulation *PID* est parfois limitée car elle présuppose qu'une description appropriée du processus est disponible. Cette conjecture

peut s'avérer vraie pour des systèmes décrits par un modèle de premier ou de second ordre dont l'identification est sommaire. Or on peut dire que tout système dynamique, quelle que soit sa complexité peut être approximé par un système linéaire dont la réponse est la combinaison linéaire des réponses élémentaires dominantes de premier ou deuxième ordre :

$$T(p) = \frac{K}{\left(\frac{p}{\omega_0}\right)^2 + \frac{2\xi}{\omega_0}p + 1} \prod_{a=b=1}^n \frac{S_a(p)}{U_b(p)} \quad (91)$$

avec les paramètres d'identification du deuxième ordre : K gain statique, ω_0 fréquence de résonance naturelle, ξ son coefficient d'amortissement relatif ; et où :

$$S_a(p) = \frac{p^2}{\omega_a^2} + \frac{2\xi_a}{\omega_a}p + 1 \quad (92)$$

$$U_b(p) = \frac{p^2}{\omega_b^2} + \frac{2\xi_b}{\omega_b}p + 1$$

avec $\omega_{a,b} = 2\pi f_{a,b}$ en $rad.s^{-1}$ est la fréquence de pulsation du système. Cependant il faut garder à l'esprit que ces modèles d'ordre réduit négligent souvent les perturbations (telles que les bruits du processus, ou encore les phénomènes d'hystérésis, de diaphonie...) ainsi que certaines dynamiques pouvant être présentes dans le système et conduisent donc à des erreurs ou imprécisions lors de la synthèse. Dans les limites de ces hypothèses simplificatrices, l'organe de commande *PID* pourra être optimisé de façon à rejeter les perturbations présentes aux différents endroits du processus (voir Figure 70) en apportant les contraintes supplémentaires sur la sensibilité et le suivi de la consigne. L'optimisation est basée sur le choix du bon régulateur (*P*, *PI*, *PD*, ou *PID*) combiné à l'éventuel filtrage du signal de consigne, ainsi que par l'ajout de boucles de correction additionnelles (mixtes, en cascade...). L'expérience avec des systèmes réels plus complexes se heurte frontalement au choix d'une structure de commande de type *PID* car ils ont rarement un modèle qui représente parfaitement la totalité de leur comportement dynamique. Ce dernier point est notamment caractéristique de systèmes à dynamique supérieure au deuxième ordre, à des systèmes contenant un retard important ou bien encore présentant des modes oscillants. Les incertitudes associées à la modélisation du système relèvent d'un problème d'optimisation alambiqué. Les régulateurs *PID* ont une structure très simple qui rend difficile d'appréhender l'ensemble des caractéristiques dynamiques lors de la synthèse et il faudra généralement faire appel à une commande d'ordre plus élevé. Finalement, les systèmes non linéaires ne peuvent pas être représentés exactement par des modèles linéaires. Bien que l'approche du problème de modélisation soit réalisable par des méthodes de linéarisation autour de un ou de plusieurs points d'équilibre du système, les dynamiques non-linéaires et les régulateurs *PID* ne font pas non plus bon ménage.

Pour synthétiser un régulateur à comportement optimisé il est nécessaire de reformuler le problème selon des méthodes d'identification et modélisation exhaustives qui vont malheureusement au-delà du temps et des moyens de réalisation de cette thèse car il s'agit d'un domaine en soi du génie mécanique.

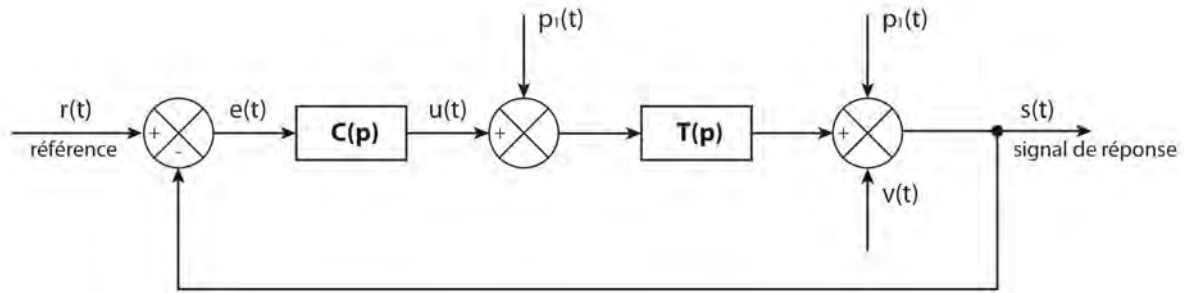


Figure 70. Configuration d'un système en boucle fermée, avec $r(t)$:signal de consigne ; $e(t)$: erreur à l'entrée du régulateur ; $C(p)$: fonction de transfert du régulateur ; $u(t)$: commande en sortie du régulateur ; $p_1(t)$, $p_2(t)$: perturbations à l'entrée et à la sortie du procédé ; $T(p)$: fonction de transfert du procédé ; $v(t)$: bruit en sortie du procédé ; $s(t)$: signal de réponse mesurée en sortie.

15.2.6. Autres effets

Tout comme pour la métrologie de l'échantillonnage, les dérives de puissance et de pointage de la source de référence peuvent aussi contribuer au budget d'erreur du sous-système d'alignement. Ces phénomènes sont cependant secondaires au niveau du détecteur de position et on supposera qu'ils peuvent être négligés du fait de leur effet à long terme.

Les imperfections des optiques, et notamment l'incapacité de séparer correctement les composantes de polarisation du laser énoncées dans le paragraphe, peuvent faire apparaître des phénomènes d'interférence parasites au niveau du détecteur de position. Les conséquences de ce phénomène seront évaluées et quantifiées lors de l'expérience.

15.3. CONFIGURATION EN MULTI-REFLEXION

Le gain qui définit les performances d'une configuration en multi-réflexion, sera limité par des paramètres qui dépendent de facteurs géométriques, et du choix des miroirs (diamètre, réflectivité et qualité de surface optique, séparation entre les miroirs...) et du laser (qualité du faisceau : diamètre, puissance, divergence et stabilité) ainsi que de la différence de marche totale échantillonnée.

Le nombre de réflexions maximum N_{max} sera limité par les diamètres du faisceau laser (d) et du miroir (D) suivant la relation (Pisani et al., 2006) :

$$N_{max} = \frac{\cos \alpha D}{d} \quad (93)$$

De même, l'angle minimum α_{min} entre le miroir d'échantillonnage et l'axe optique (voir Figure 58) dépend du diamètre du spot ainsi que de la distance entre les miroirs (h) selon :

$$\alpha_{min} = \sin^{-1} \frac{d}{2h} \quad (94)$$

En raison de l'angle d'incidence non nul, chaque réflexion sur le miroir mobile n'est pas orthogonale au déplacement ce qui ajoute un facteur d'erreur en fonction du cosinus de

l'angle α . Le déplacement du miroir provoque en plus un décalage latéral de l'ensemble du motif de réflexion (voir Figure 71). Ces deux effets sont source d'incertitudes $f(N, \alpha)$ sur la différence de marche calculée, en fonction de l'angle α et du nombre de réflexions N . Ils ont été décrits par *Pisani* en 2009, qui a évalué la magnitude de l'erreur sur la ddm comme :

$$f(N, \alpha) \approx 1 - \frac{\alpha^6}{6} \left(1 + \frac{2}{N}\right) \quad (95)$$

avec α exprimé en *radians*. Le diamètre du faisceau laser doit alors de préférence rester le plus petit possible. Ceci permet d'atteindre des grandes valeurs de N en réglant α petit, et de diminuer les erreurs $f(N, \alpha)$ qui se traduisent par une perte de précision sur la ddm . En plus, si le faisceau laser est trop large, des pertes de gain et des interférences non souhaitées dues aux superpositions de réflexions peuvent aussi se produire (*Pisani et al. 2006*).

Finalement, le choix du nombre de réflexions déterminera la géométrie et les qualités des miroirs $+M'$ et M . Plus N est grand, plus le diamètre des miroirs devra être important. De plus les miroirs devront être choisis avec une haute réflectivité à la longueur d'onde de référence car le contraste s'abaissera avec N croissant. Finalement, et comme on a vu dans le paragraphe 15.1.4 la qualité des miroirs devient aussi un paramètre essentiel quand on envisage d'avoir un interféromètre précis : du fait d'avoir un déplacement non-parallèle à l'axe optique (voir Figure 71) la planéité *rms* des miroirs contribuera de façon prédominante aux erreurs de mesure de la différence de marche optique. Cette contribution sera d'autant plus prédominante quand N augmente.

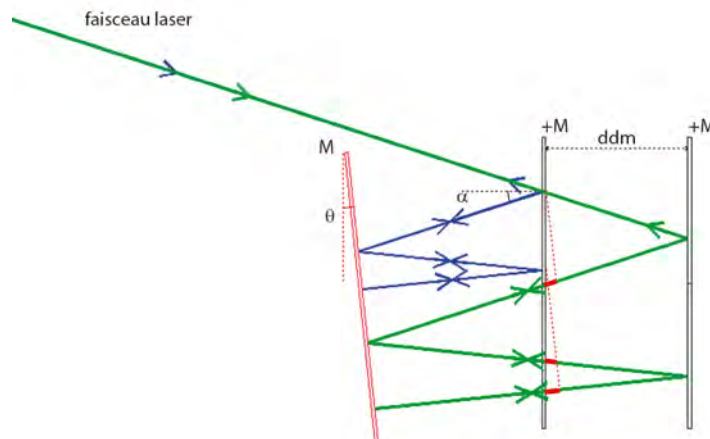


Figure 71. Illustration (grâce au logiciel *ZEMAX*) du principe de l'imprécision $f(N, \alpha)$ induite sur la ddm par le choix des paramètres N et α de la configuration à multi-réflexion (*Pisani, 2006*). Dans l'exemple $\alpha = 18^\circ$ et $\theta = 6^\circ$ alors $N = 7$. Une erreur en cosinus survient du fait que le miroir se translate parallèlement à lui-même et suivant un angle α par rapport à l'axe optique. En raison du décalage du motif de réflexion vers le bas, les segments rouges dessinés sur la figure doivent être soustraits. L'effet net peut être corrigé et calculé par l'expression (95), et se traduit par un gain légèrement inférieur à $2N + 1$.

16. CONCLUSIONS

16.1. CAHIER DES CHARGES DU DEMONSTRATEUR

On a montré dans ce chapitre comment aborder théoriquement les besoins en termes de métrologie de l'instrument *IFTSUV*. La solution retenue se base sur un sous-système d'interférométrie homodyne pour la mesure dimensionnelle de la différence de marche, et une boucle de régulation pour assurer la stabilité de chariotage du miroir. Les deux sous-systèmes partagent une même source laser de référence. L'architecture de métrologie devient fonctionnelle en exploitant la face arrière du miroir scientifique. La mesure du spectre scientifique aura alors la même précision relative que celle sur la mesure mécanique. C'est justement dans le but d'améliorer la sensibilité de mesure, qu'un système d'amplification optique entre le miroir mobile et un miroir fixe de référence a été implémenté dans le schéma. Le cahier des charges et les spécifications techniques du besoin en métrologie est exprimé dans le Tableau 22. Dans son mode de fonctionnement nominal ces deux sous-systèmes devront assurer une stabilité de déplacement de $\pm 2.5 \mu\text{rad}$ pour une course maximale de $1830.928 \mu\text{m}$. Des déplacements de 824 nm doivent être mesurés avec une précision de $\pm 8 \text{ nm}$ sur chaque pas de mesure linéaire. La vitesse de déplacement du miroir est de $183.093 \mu\text{m/s}$. Les mesures se font en continu (pas de « stop-and-go »). D'après le théorème de *Nyquist*, le miroir doit être asservi deux fois entre chaque pas de mesure, la fréquence de régulation devra donc être supérieure ou égale à 440 Hz . Un régulateur de type *PID* sera mis en place pour agir sur des actionneurs piézo-électriques et corriger ainsi les défauts de tangages et de lacets qui pourraient survenir pendant la course d'échantillonnage du miroir. Un problème s'avère lors de la numérisation de la boucle *PID* moyennant l'interface de contrôle virtuelle *Labview*. En effet *Labview* a du mal à gérer des tâches de contrôle en dessous de la milliseconde sous un système d'exploitation tel que *Windows*. Le prix, les délais de livraison et le temps disponible pour adapter une architecture de programmation sur une cible temps réel (*RT* pour *Real Time*) ont été complètement incompatibles avec le budget et le calendrier du déroulement de la thèse. Pour l'implémentation de la boucle *PID*, les signaux d'entrée et sortie des consignes ont finalement été remplacés par deux modules *PID* type *SIM960*. Les caractéristiques techniques de ces contrôleurs *PID* sont énoncées dans le Tableau 23. La platine de translation la mieux adaptée aux paramètres de course et vitesse recherchés est le modèle *M-405.CG* dont les caractéristiques techniques sont résumées dans le Tableau 24. Ce modèle annonce une déviation angulaire maximale de $25 \mu\text{rads}$ sur tous les axes. Aucune spécification n'est donnée concernant la vitesse. Les performances dynamiques des actionneurs *SL-220.L* fabriqués par *PI* semblent s'adapter à la perfection au besoin (voir Tableau 17). Quant au détecteur de position, la précision de pointage angulaire dépendra de la précision du capteur même, mais aussi de la focale de la lentille et de l'amplification du système en multi-réflexion. Afin d'attendre les performances requises, le facteur d'amplification vaut 52, soit un nombre de réflexions $N = 26$ avec les réglages angulaires de la configuration en multi-réflexions fixés à $\alpha = 7^\circ$ et $\theta = 0.28^\circ$. La précision minimale attendue pour ce paramètre de gain est de 8 nm . La fréquence de prélèvement d'échantillons devra dans ce cas être, selon la relation (84), supérieure à 45 kHz . La précision de pointage théorique pouvant être atteinte grâce à cette amplification est, pour une lentille de $f = 100 \text{ mm}$ et la photodiode à effet latéral *OBP-A-4L* (voir paragraphe 12.3) de $2.5 \mu\text{rad}$. D'après la relation (60), le diamètre minimal des miroirs dans cette configuration devra être de 21 mm .

Des miroirs ont été retrouvés par le fabricant *Newport*. Leur diamètre est de 50.8 mm , avec une qualité de surface de $\lambda/20$, un substrat en *ZERODUR*. En absence de moyens d'obtention d'une meilleure planéité de surface, ce composant viendra limiter les performances du système en rajoutant une erreur de au moins 32 nm rms sur la mesure

de la différence de marche optique (cf. paragraphe 15.3 et Tableau 22). Une planéité de surface supérieure à $\lambda/80$ serait nécessaire pour le gain en multi-réflexion $2N = 56$ spécifié. Les miroirs possèdent une épaisseur de 12 mm et une masse de 66 g ce qui d'après la relation (47) élève la fréquence de résonance théorique du système piézo à environ 965 Hz . Leur taux de réflectivité est de 99.9% sur le 80% de surface utile et à la longueur d'onde d'un laser *He-Ne* à 632.8 nm . Cette réflectivité élevée réduit les pertes de signal dans le système et permet d'utiliser un laser faible puissance dont les performances en termes de stabilité et de pointage sont souvent supérieures. Les caractéristiques techniques du laser de référence sont résumées dans le Tableau 25. L'ensemble du démonstrateur peut être globalement contrôlé via *PC* grâce au logiciel *Labview 2011* et à une carte d'acquisition *NI-PCI-6289*. Cette carte permet d'acquérir jusqu'à 16 voies d'entrée analogiques avec une résolution de 18 bits , une fréquence d'échantillonnage de 625 kéch./s et une précision de $980\text{ }\mu\text{V}$ (sensibilité de $24\text{ }\mu\text{V}$) pour une gamme de tension allant de -10 à 10 V . Cette carte possède aussi quatre voies de sortie analogiques de 16 bits à une fréquence de mise à jour de 2.89 Méch./s par voie, et une précision de $259\text{ }\mu\text{V}$ dans la gamme de -1 à 1 V de sortie. La résolution de phase donnée par notre carte d'acquisition de 18 bits est de $7.6\text{ }\mu\text{rads}$. L'erreur associée à la vitesse d'échantillonnage est de 1.830928 nm .

Tableau 22. Cahier des charges et des spécifications techniques du démonstrateur du système de métrologie.

Cahier des charges du système de métrologie		
Course d'échantillonnage	1830.928	μm
Pas d'échantillonnage	824	nm
Vitesse d'échantillonnage	183.093	$\mu\text{m/s}$
Précision sur le pas d'échantillonnage	± 8	nm
Stabilité de la course	± 2.5	μrad
Spécifications du système de métrologie		
Configuration en multi-réflexion		
α		7 °
θ		0.28 °
Gain d'amplification (2N)		52
Diamètre des miroirs		50.4 mm
Qualité de surface		$\lambda/80$ p-v
Sous-système d'asservissement		
Organe de commande	Platine de piézo-actionneurs	S-330.2L/PI
Capteur	Diode à effet latéral	OBP-A-4L/Newport
Précision théorique		± 25 mV
Régulateur		PI/PID
Cible	Analogique	SIM960
Fréquence de régulation		>440 Hz
Plage de fonctionnement minimum		± 255 mV
Sous-système d'échantillonnage		
longueur d'onde de référence	Laser He-Ne, $\lambda_{\text{ref}} = 632.8$ nm	R-30991/Newport
Chariotage	Platine de translation à moteur DC	M-405.CG/PI
Précision minimum théorique		8 nm
Fréquence d'échantillonnage		>45 kHz
Acquisition		
Interface de contrôle	Labview 2011 Carte NI-PCI-6289	National Instruments

Tableau 23. Caractéristiques techniques de chacun des deux modules de contrôle analogique *PID SIM960*.

Modules de contrôle analogique <i>PID SIM960</i>		
Plage d'entrée d'erreur	± 10	V
Plage de sortie de consigne	± 10	V
Résolution	1	mV
Gain proportionnel	10^{-1} - 10^3	V/V
Gain intégral	2×10^{-6} - 10^2	1/s
Gain de dérivation	10^{-6} -10	s
Offset	± 10	V
Précision	1	%
Bruit	8	nV/Hz ^{1/2}
Bande passante	100	kHz
Stabilité	200	ppm/°C

Tableau 24. Caractéristiques techniques de la platine de translation *PI-405.CG* du miroir d'échantillonnage +M.

Platine de translation à moteur <i>DC</i>		
Modèle:	PI-M-405.CG	
Course:	50 mm	
Pas minimum:	100 nm	
Résolution théorique:	3.5 nm	
Répétabilité:	Unidirectionnelle	200 nm
	Bidirectionnelle	2 μ m
Vitesse max.:	0.7 mm/s	
Déviations angulaires pendant la course:	± 25 μ rad	
Pas de vis:	0.5 mm	
Rapport de réduction	69.12:1	
Contrôleur:	Mercury C-863	

Tableau 25. Caractéristiques techniques de la source laser *He-Ne* de référence.

Source laser	
Modèle:	R-30991
Longueur d'onde:	632.8 nm
Puissance de sortie:	5 mW
Diamètre du faisceau:	0.80 mm
Polarisation:	500:1
Bruit:	1%
Divergence du faisceau:	1.01 mrad
Dérive de pointage:	< 0.05

CHAPITRE IV:

MAQUETTAGE DU DEMONSTRATEUR

Ce chapitre est consacré à la réalisation du banc démonstrateur de la métrologie de l'instrument *IFTSUV*. L'ensemble du dispositif expérimental est passé en revue. L'architecture opto-mécanique de la maquette est d'abord présentée. Ensuite sont décrits les différentes procédures d'alignement et de montage du système de mesure, les éléments de liaison électronique ainsi que les différentes interfaces permettant le contrôle. La réalisation de ces étapes, indispensables pour mener jusqu'au bout le plan de test, n'a pas été exempte de problèmes de différente nature. Malgré l'étude de spécifications du chapitre précédent, des limitations instrumentales imposées par la structure, l'environnement des tests ainsi que les moyens pour la mise en œuvre du maquetage, ont fait que l'expérience n'ait pas pu être menée jusqu'au gain d'amplification permettant d'atteindre les performances souhaitées. Le point principal de l'ensemble des expériences de test est alors d'inter-comparer les performances du *Michelson* classique (en incidence orthogonale) asservi, et du système réglé à un facteur de gain $2N = 4$ valeur limite ayant pu être réglée. Bien que le système mis en œuvre ne soit pas adapté aux besoins de l'instrument *IFTSUV*, l'analyse expérimentale révèle une métrologie de haute résolution et précision ($\sim 0.3 \text{ nm rms}$ et $\sim 0.1 \mu\text{m}$ de reproductibilité). L'ensemble des éléments clés du budget d'erreur sont dressés en conclusion. Les problèmes identifiés ont des origines connues et maîtrisables et constituent des pistes potentielles vers une nouvelle architecture plus compacte et robuste pouvant être envisagée en perspective. La dernière partie de ce chapitre présente comment réaliser l'intégration opto-mécanique des composants du banc pour aboutir à un système de métrologie miniaturisé et spatialisable, pouvant être incorporé à l'architecture de l'instrument *IFTSUV*.

17. DESCRIPTION DU MONTAGE

17.1. COMPOSANTS OPTIQUES ET OPTRONIQUES

L'ensemble des composants optiques nécessaires à la mise en place du banc de métrologie est disponible dans le commerce (*Newport*).

La source de référence choisie est un laser *He-Ne* modèle *R-30991* dont les caractéristiques sont décrites dans le Tableau 25.

Les composants optiques passifs ont été traités avec un revêtement anti-reflet, et ils ont été choisis de façon à ce que leurs caractéristiques optiques soient optimisées pour travailler à la longueur d'onde du laser de référence (soit 632.8 nm).

Les miroirs sont en *ZERODUR*. Ils présentent une qualité de surface de $\lambda/20$ et une réflectivité de 99.9 % sur une surface de 80% du diamètre central. Le diamètre des miroirs est de 50.8 mm , et son épaisseur est de 12.7 mm .

Les lames de retard ont été choisies avec un diamètre de 25.4 mm . Elles sont fabriquées en *quartz*. Leur précision de retard est de $\pm\lambda/300$ avec une distorsion du front d'onde inférieure à $\lambda/10$ pour la longueur d'onde du laser de référence. Les polariseurs sont fabriqués en *BK7* et présentent un taux d'extinction de $4000 : 1$ et une distorsion du front d'onde inférieure à $\lambda/5$.

Les trois cubes séparateurs (deux non polarisants - *BS1* et *BS2* - et un séparateur de polarisations - *PBS* -) sont en *BK7* avec un traitement de séparation entre les deux semi-prismes optimisé à la longueur d'onde de travail. Les quatre faces sont traitées antireflet avec un diélectrique multicouche afin de minimiser les pertes par réflexion. Le cube polariseur fut caractérisé grâce à un spectromètre *Perkin-Elmer* permettant de mesurer les polarisations p , s et $(p+s)/2$ à sa sortie (voir Figure 72). La composante verticale de la polarisation est réfléchiée à 90° ($R_s = 100\%$), cependant le taux de réflectivité de polarisation horizontale est aussi non-nul ($R_p \sim 4\%$). Les taux de polarisation horizontale et verticale transmise sont de l'ordre de $T_p \sim 96\%$ et $T_s = 0\%$.

Les deux détecteurs en quadrature de phase sont deux photodiodes type *818-SL* de chez *Newport* (voir Tableau). Ces capteurs basse puissance à base de *Silicium* ont été fournis étalonnés pour une plage de puissance allant de quelques pW à 2 W et possèdent un très bas niveau de puissance équivalente au bruit ($PEB = 0.2 \text{ pW/Hz}^{1/2}$).

La photodiode *lateral effect* (voir Tableau) modèle *OBP-A-4L* de chez *Newport* a été choisie comme détecteur pour la mesure et contrôle des vibrations et déflexions du miroir mobile. Ce positionneur de faisceau est capable de mesurer des déplacements de spot sur sa surface de détection pouvant atteindre des fréquences jusqu'à 60 kHz avec une résolution spatiale sub-micronique.

L'utilisation de la lentille de focalisation a été finalement et pour des raisons de simplification de la réalisation du banc mise de côté (voir section 17.3).

Polarisation transmise par PBS (faisceau incident polarisé linéairement à 45°)

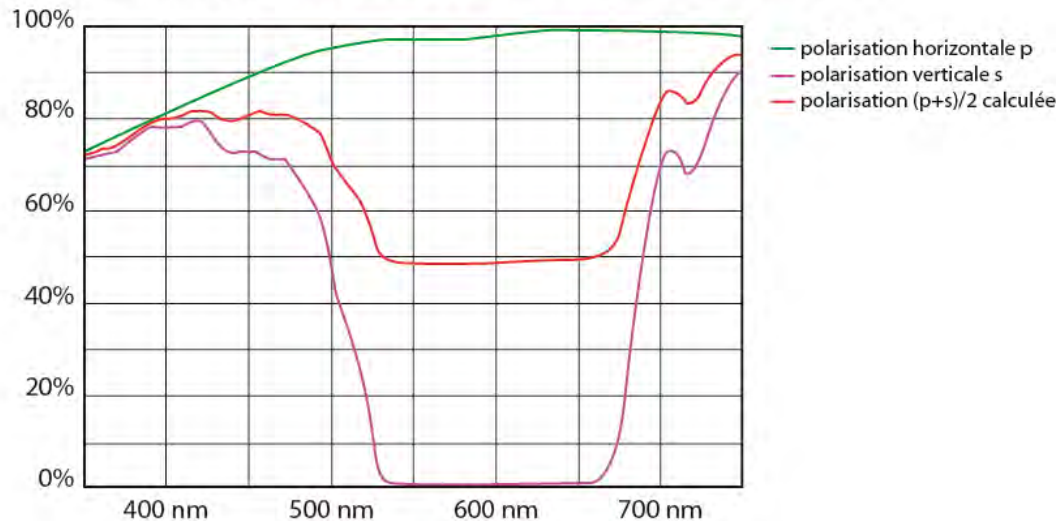


Figure 72. Mesure de la polarisation transmise par le cube *PBS* en fonction de la longueur d'onde incidente (polarisée à 45°) : la courbe verte représente le taux de polarisation horizontale transmise, la rose représente la polarisation verticale transmise, et la courbe rouge la polarisation $(p+s)/2$ calculée. Le cube est optimisé à la longueur d'onde du laser *He-Ne*.

17.2. STRUCTURE OPTO-MECANIQUE

Le banc optique a été installé sur un marbre anti-sismique relié au sol par quatre pieds munis d'amortisseurs permettant d'atténuer les vibrations extérieures se propageant dans la structure du bâtiment. L'axe optique est monté sur un système de rails en aluminium avec deux branches perpendiculaires intégrées pour configurer le détecteur de position et le sous-système de comptage de franges. Ce système rend accessible le positionnement des optiques tout en restant compatible avec la fixation à la surface du marbre. On parle de réglage *xy* pour des réglages dans les directions orthogonales à l'axe optique. Le réglage en *z* correspond à la direction de l'axe optique.

Le laser possède des réglages dans les trois axes de rotation (un axial et deux tilts) ainsi que deux translations dans les directions *x* et *y*.

Chacun des polariseurs et lames de retard est inséré dans une monture permettant de régler l'axe de polarisation par une rotation axiale de 360° avec une sensibilité de 1°.

Tous les cubes séparateurs (*BS1*, *PBS*, et *BS2*) reposent sur des supports orientables dans les trois rotations (une rotation axiale, et deux réglages *tip/tilt* avec une course de 2.5° et une sensibilité de 3'') et sont aussi réglables en translation par des platines micrométriques (sensibilité 5 μ m).

Le miroir d'échantillonnage +*M'* possède deux réglages pour sa fonction (voir Figure 73) :

- Une platine de translation *PI/M-405.CG* reliée à un moteur *DC* pour réaliser le balayage de la différence de marche du miroir (voir Tableau 24).
- Une platine d'actionneurs piézo-électriques *PI/S330.L* (Tableau 17) réglable sur les deux axes afin d'asservir les déviations *tip/tilt*.

Ce miroir a été fixé à la platine de piézo-actuateurs par collage. La colle correspondante est de type *Stycast2850* avec un catalyseur *24LV* (*Emerson et Cumming*). L'épaisseur du joint de colle a été contrôlée par insertion de fils de nylon calibrés, de 0.1 mm de diamètre. L'ensemble miroir-piézo est ensuite fixé sur la platine de translation motorisée (*PI M-405.CG*) par une équerre de translation réglable. La platine de translation motorisée repose elle aussi sur un système de réglage formé par un goniomètre (sensibilité $2.5''$), une platine de rotation manuelle (sensibilité $2.5''$) pour régler l'angle α entre le miroir d'échantillonnage et l'axe optique et une platine micrométrique de positionnement linéaire le long de la direction x .

Le miroir de référence, M , est fixé à une platine de rotation manuelle qui permet de régler le coin d'angle, θ , avec une sensibilité de $2.5''$ et une platine de translation permettant de régler la position sur la direction x . La monture du miroir possède un réglage des angles *tip/tilt* fin et accessible par des vis de précision avec une sensibilité de $2.4''$. La séparation entre les deux miroirs en configuration de multi-réflexion est d'environ $20.0 \pm 1\text{ mm}$.

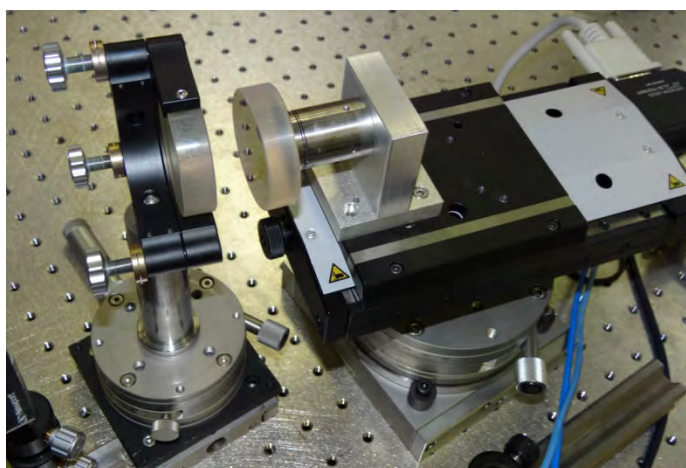


Figure 73. Système de réglage de la configuration en multi-réflexion : le miroir fixe de référence se trouve à gauche de l'image tandis que le miroir mobile, fixé à la platine de translation par une équerre se trouve à droite de l'image.

Le miroir fixe de l'interféromètre (M_{ref}) est inséré dans une monture réglable par des vis micrométriques à sensibilité $2.4''$ sur les axes x et y . Il possède aussi un réglage fin en translation sur l'axe x pour centrer le faisceau sur la surface (sensibilité $5\ \mu\text{m}$); ainsi qu'un réglage le long de l'axe z afin d'égaliser les longueurs des bras de l'interféromètre.

En raison de l'encombrement des composants ainsi que des moyens de fixation et assemblage opto-mécanique la longueur minimale pouvant être obtenue pour les deux bras de l'interféromètre est de $200\text{ mm} \pm 1\text{ mm}$.

Le détecteur de position possède deux réglages en translation (hauteur et axe x) avec une sensibilité de $1\ \mu\text{m}$ afin d'ajuster la position de référence du *spot* centré sur la surface.

Les deux photo-détecteurs en quadrature peuvent être grossièrement positionnés en hauteur grâce à des tiges ajustables, mais aussi le long du système de rails, afin d'optimiser les *offsets* et amplitudes du signal collecté.

17.3. ALIGNEMENTS DES OPTIQUES

Un positionnement préliminaire de l'ensemble des composants optiques du système permet de définir et de préserver mécaniquement la direction de l'axe optique en minimisant le nombre de réflexions parasites, ainsi que de régler les axes des éléments polariseurs. Ce réglage initial est d'abord réalisé pour tester une configuration classique d'interféromètre (en incidence normale ou mono-réflexion) et postérieurement raffiné pour optimiser les signaux sur chacun des deux sous-systèmes ainsi que l'alignement en multi-réflexion.

Le système de rails a été fixé au marbre à l'équerre. La hauteur de l'axe optique est choisie de telle sorte que le faisceau tape au centre du miroir mobile qui n'est pas réglable en hauteur.

La source laser est alignée en faisant déplacer un trou optique de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre d'un bout à l'autre de l'axe optique. Les réglages du laser se font itérativement de façon à ce que le faisceau tape toujours le centre du trou, indépendamment de sa position. La même démarche est suivie pour le positionnement de l'isolateur optique.

Le miroir mobile est réglé en auto-collimation avec le laser. Ce réglage se fait d'abord avec la platine de piézo-actuateurs éteinte, soit en position de course zéro. Ensuite on peut allumer la platine piézo et régler itérativement les *offsets* analogiques de chacun des deux axes, afin d'obtenir l'alignement initial (répétabilité de $0.15\ \mu\text{rad}$).

L'alignement des cubes (*BS1* et *PBS*) se fait grâce à un petit miroir que l'on peut coller à leurs faces. Les cubes sont alors réglés de façon à ce que les faisceaux transmis et réfléchis soient toujours confondus sur chacune de ses faces.

L'ensemble des polariseurs et lames de retard sont légèrement *tiltés* pour éviter réflexions parasites. Un iris est cependant placé en amont du détecteur *LEPD* de façon à rejeter toute lumière parasite incidente. De même, le détecteur de position possède un petit baffle que l'on vise à son support.

Une lame de retard $\lambda/2$ permet de régler la polarisation linéaire du laser en entrée du système à 45° . Le réglage du reste des lames de retard $\lambda/4_{45^\circ}$ et $\lambda/4_{22.5^\circ}$ se fait alors en mesurant la puissance laser en sortie de la diode *lateral effect* (voir Figure 74). Ainsi, pour la lame de retard du bras fixe de l'interféromètre ($\lambda/4_{45^\circ}$) on règle d'abord l'axe de $\lambda/2$ jusqu'à avoir une polarisation purement verticale (le faisceau transmis par *PBS* est complètement éteint), puis on fait tourner $\lambda/4_{45^\circ}$ jusqu'à avoir une extinction totale du faisceau en sortie du détecteur *LEPD*. Inversement, si l'on veut ajuster l'orientation de la lame de retard du bras mobile ($\lambda/4_{22.5^\circ}$) on règle en entrée une polarisation linéaire horizontale. Le système est ainsi correctement défini à des erreurs d'alignement de $5.2^\circ\ \text{rms}$.

Le détecteur de position est réglable sur les trois directions de translations de l'axe optique moyennant deux platines de translation micrométrique et un plateau élévateur (sensibilité $1\ \mu\text{m}$). L'alignement correct du détecteur au plan focal de la lentille de focalisation pour avoir une détection précise de l'angle de déviation du miroir s'est avéré difficile. Le nombre d'incertitudes reliés à la position et réglage de la lentille ont finalement déclenché la décision de renoncer à l'utilisation de celle-ci.

La relation entre les angles de déviation γ_x et γ_y détectés à la surface de la photodiode à effet latéral défini par les équations, devient alors :

$$\begin{aligned}\gamma_x &= \text{atan}\left(\frac{X}{L}\right) \xrightarrow{MR} \gamma_{x,N} = \frac{1}{4N} \text{atan}\left(\frac{X}{L}\right) \\ \gamma_y &= \text{atan}\left(\frac{Y}{L}\right) \xrightarrow{MR} \gamma_{y,N} = \frac{1}{4N} \text{atan}\left(\frac{Y}{L}\right)\end{aligned}\quad (96)$$

De façon à ce que si γ_x et γ_y sont petits, l'expression devient :

$$\begin{aligned}X &= L\gamma_x \xrightarrow{MR} X = L\gamma_{x,N} = 4N\gamma_x L \\ Y &= L\gamma_y \xrightarrow{MR} Y = L\gamma_{y,N} = 4N\gamma_y L\end{aligned}\quad (97)$$

Le calcul des déviations requiert donc de la connaissance de la distance, $L = 575 \text{ mm}$ qui est la distance « orthogonale » entre le miroir mobile et le détecteur de position parcourue par le faisceau laser.

L'interféromètre de *Michelson* est réglé en coin d'air avec la frange centrale placée au milieu du champ d'interférences. Le miroir de référence est réglé de façon à ce que le faisceau vienne frapper au centre de son diamètre, et que les faisceaux de référence et de mesure soient confondus au niveau du *BS2*. Le bras de référence est alors charioté de façon à avoir une longueur voisine à la longueur du bras mobile afin de retrouver la teinte plate. Une lentille à courte focale permet alors de faire apparaître des franges d'interférence et de réaliser des réglages fins sur les miroirs et le cube *PBS* et de façon à augmenter l'interfrange et obtenir ainsi le contact optique. Ensuite, le réglage minutieux de l'orientation des lames de retard et des polariseurs permet d'ajuster l'orthogonalité de phase entre les deux signaux en quadrature en sortie du *Michelson* (voir Figure 74).

Afin de régler le facteur de gain de la configuration en multi-réflexion, deux solutions peuvent être entreprises. La première consiste à avoir un étalon de calibration permettant de tourner les miroirs aux valeurs souhaitées. Ces angles ont été pu être vérifiés au bras *FARO™* (voir Figure 75) cependant cette manipulation s'est avérée compliquée, et de nombreux facteurs d'incertitudes (tels que le choix du système de référence de la mesure) ont mené à l'abandon de cette procédure d'alignement. La deuxième solution, qui est donc celle qui a été retenue, est de retrouver le gain à partir de la configuration classique (en monoréflexion, orthogonale) de l'interféromètre de *Michelson*. L'angle α entre le miroir mobile et l'axe optique est alors réglé à la valeur souhaité et à une précision de $2.5''$ donnée par la platine tournante. Ensuite on introduit le deuxième miroir *M* que l'on règle au coin d'angle θ . Le gain souhaité est obtenu en fonction du nombre de points de réflexion observés sur le système à deux miroirs. Le réglage fin de la monture du miroir *M* permet d'ajuster à une précision de $2.5''$ l'alignement en auto-collimation. Ce réglage est vérifié par des mesures de position et d'intensité du faisceau de retour sur le détecteur de position. De nombreux problèmes se sont cependant présentés lors du réglage en configuration de multi-réflexion. La géométrie et l'encombrement du système imposent d'attaquer la configuration à deux miroirs sur les surfaces proches au périmètre. Or la réflectivité des miroirs n'est pas connue sur cette région de la surface, et des valeurs inférieures aux spécifications sont attendues ($R \ll 99.9\%$), ce qui s'est traduit par une notable perte du contraste. Deuxièmement, et en absence d'un système de positionnement motorisé (ou encore fait sur mesure), le réglage manuel est d'accès difficile une fois que toutes les optiques sont mises en place, et une précision fine

s'avère impraticable quand l'amplification de l'angle s'approche à la sensibilité de la molette de réglage de la monture. Finalement le réglage des gains proportionnels des axes x et y du système PID est aussi d'autant plus fin que le nombre de réflexions augmente devenant impossible à régler à partir d'une certaine valeur. Ces trois grands facteurs, qui seront développés par la suite, ont limité notre gain à $2N = 4$ avec l'angle α entre le miroir mobile et l'axe optique est réglé à 7 degrés, et le coin d'angle θ entre les deux miroirs à ~ 7 degrés.

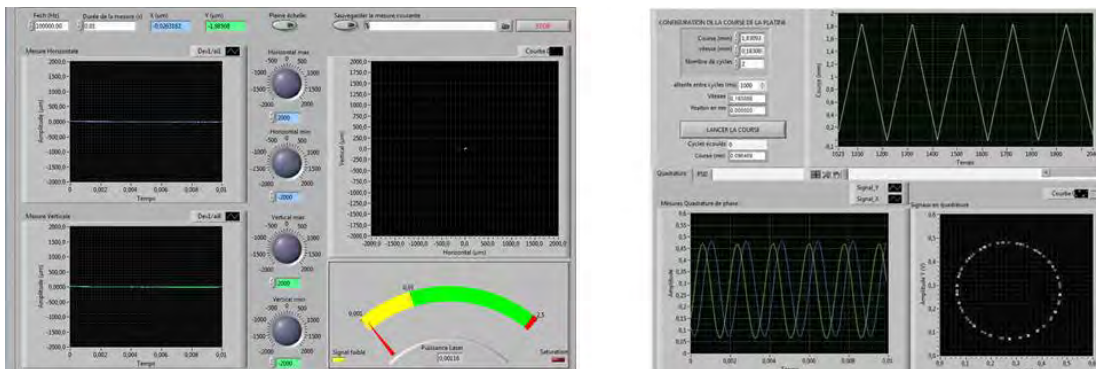


Figure 74. Capture d'écran de l'interface virtuelle *Labview* permettant : à gauche l'acquisition et l'affichage des signaux (mesure horizontale, mesure verticale et puissance laser) provenant de la photodiode *lateral effect* pour le contrôle de la position et de la puissance du faisceau incident sur sa surface de détection ; à droite l'affichage des signaux en quadrature de phase, ainsi que l'ajustement des paramètres de test de la course d'échantillonnage.

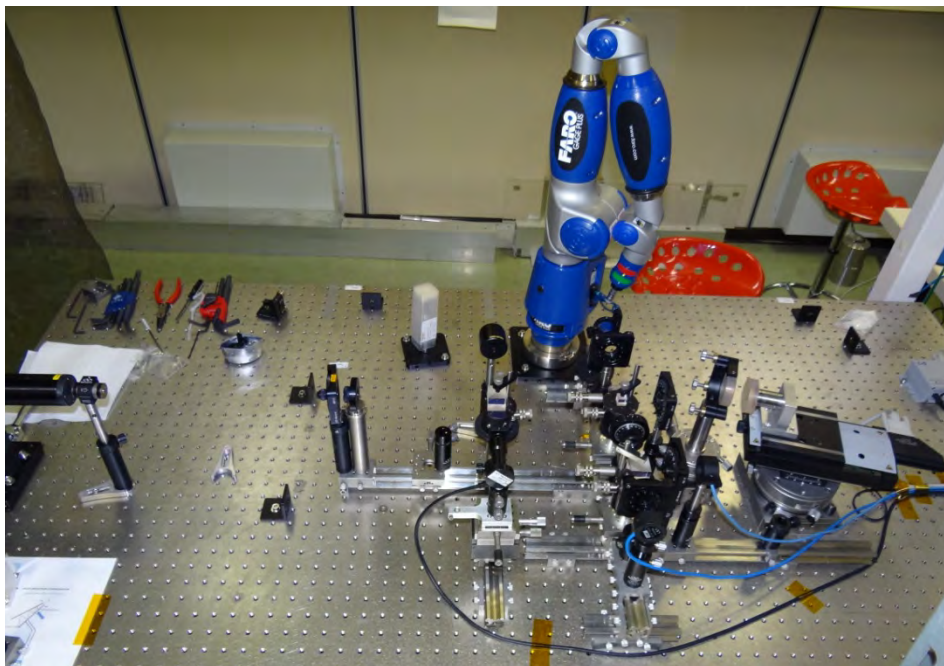


Figure 75. Vérification des alignements optiques au bras *FARO™*.

17.4. INTERFACES ELECTRONIQUES ET DE CONTROLE

17.4.1. Entrées de détection

La photodiode *lateral effect* permet de mesurer la position du *spot* laser sur la surface de détection. Pour cela on doit récupérer les trois entrées de mesure de tension: mesure horizontale (en volts), mesure verticale (en volts) et puissance laser (*mW*). Le détecteur possède une boîte électronique dédiée. Les masses des mesures Horizontales et Verticales sont communes. L'alimentation se fait sur le secteur, un tore électromagnétique ayant été rajouté afin de réduire le bruit. Pendant les tests, un connecteur *SUB D9* (mâle) permet de relier la sortie du détecteur aux entrées d'acquisition de la carte (Figure 79 et Figure 77). Pour fermer la boucle de régulation, chaque sortie de détection est re-cablée en entrée du module analogique *PID*, *SIM960* correspondant (voir Figure 78). La sortie d'erreur du régulateur sont ensuite reliées en entrée de la carte d'acquisition.

Les deux photodiodes en *Si* (*Newport 818-SL*) mesurent une intensité lumineuse de fréquence modulée par le déplacement du miroir « interférométrique ». Elles sont alimentées en mode photoconducteur : une source de tension externe polarise la photodiode en inverse, le courant proportionnel au flux lumineux est converti en tension par une résistance de charge $R = 12\text{ k}\Omega$ (voir Figure 76) choisie en fonction de la puissance lumineuse de mesure estimée. L'alimentation est assurée par une source *TTI* limitée en courant et délivrant une tension de polarisation inverse de 1.5 V . Chacune des deux photodiodes possède une sortie type *BNC* à câbler aux entrées d'acquisition de la carte (Figure 79 et Figure 77).

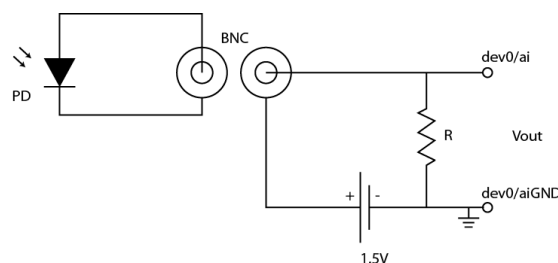


Figure 76. Schéma d'alimentation en mode photoconducteur d'une photodiode.

17.4.2. Sorties de consigne

Il existe deux sorties de consignes de tension se correspondant aux deux axes (*CH-X* et *CH-Y*) de la platine de piézo actuateurs (*PI-S-330.2L*). La gamme de tensions d'entrée supportée par les actuateurs est de 0 à 10 V . Deux câbles de type *BNC* permettent de relier l'entrée des consignes à la sortie de la carte d'acquisition (Figure 79 et Figure 77). Lors des tests de les sorties de consignes ont été recablées par des *BNC* aux modules de contrôle *SIM960* (voir Figure 78).

La platine *PI-M-405.CG* assure la translation du miroir $+M'$. Pour cela il est nécessaire d'implémenter une sortie de commandes permettant de fixer les paramètres de la course sur le contrôleur *Mercury C-863*. La communication se fait via *RS232*.

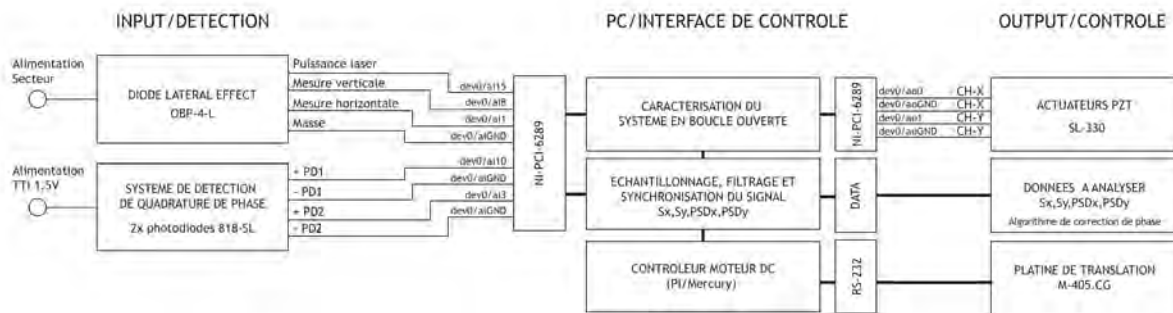


Figure 77. Diagramme d'interfaces électroniques de test permettant de réaliser l'ensemble des tests de caractérisation du banc.

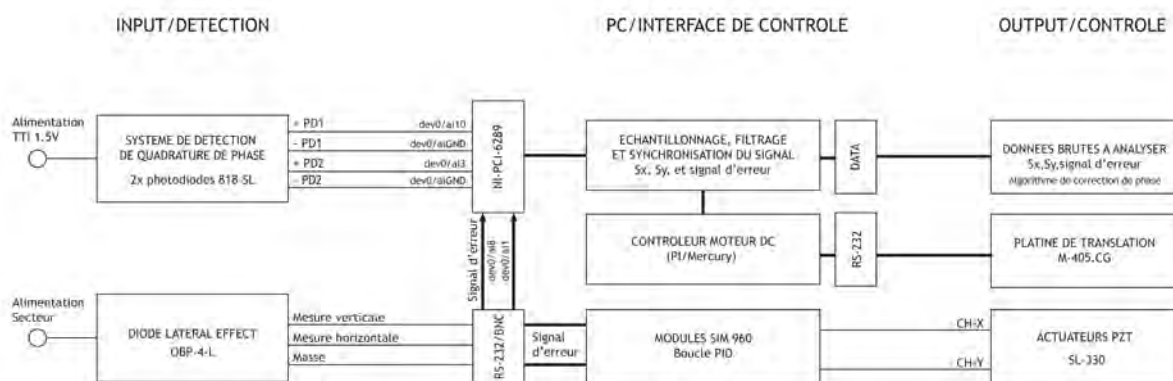


Figure 78. Diagramme d'interfaces de contrôle du démonstrateur : deux modules analogiques *PID Sim 960* permettent de fermer la boucle de contrôle *PID*.

17.4.3. Système de contrôle et plan de test

Des différentes procédures de caractérisation et de test ont été mises en place lors de la réalisation du banc démonstrateur. Un boîtier électronique fait maison permet de relier les signaux d'entrée et de sortie de la carte *NI-PCI-6289* sur chacun des composants à contrôler (voir Figure 79).

L'ensemble du banc a été branché à un isolateur pour éliminer les fréquences parasites à 50 Hz du secteur. Une tresse de masse relie le banc au secteur.

La platine de translation est initialement configurée avec les paramètres de course fixés par le cahier des charges. Les paramètres du régulateur *PID* sont ajustés par la méthode empirique de *Ziegler-Nichols* (voir paragraphe 18.2.5). L'initialisation du mouvement de la platine déclenche le démarrage du système de mesure et d'acquisition linéaire et du système d'asservissement angulaire. Tout comme pour la boucle d'asservissement, il n'existe pas de contrôle exact du temps de gestion et synchronisation entre les différentes boucles d'acquisition programmées ceci empêche un traitement en temps réel. Les données seront bufférisées pour être enregistrées et enfin analysées après acquisition.

L'ensemble des tests réalisés sur la maquette sont résumés dans le Tableau 26 et se dérouleront en détail suivant l'ordre de la section 18. Suite aux problèmes rencontrés lors de la mise en œuvre de la maquette, le facteur de gain sera limité à $2N = 4$. Ils seront réalisés

pour deux modes de fonctionnement : en configuration de *Michelson* « classique » (soit une seule réflexion) puis en multi réflexion, afin de tester la sensibilité et la stabilité du banc. Les performances du banc seront aussi évaluées avec et sans régulation *PID*. L'ensemble de ces tests permettra de dégager un budget d'erreur sur les résultats de métrologie et de valider le concept.

La fréquence du signal d'acquisition pour une vitesse de chariotage de $183.093 \mu\text{m/s}$ à la longueur d'onde du laser est de 580 Hz pour la configuration en monoréflexion, et $2\,320 \text{ Hz}$ pour le gain de multi-réflexion testé. D'après le critère de *Nyquist* la fréquence d'échantillonnage doit être au moins supérieure à deux points de mesure par période. Afin d'augmenter notre précision on sur échantillonnera les acquisitions à une fréquence synchronisée à 100 Kéch./s sur chacun des détecteurs. Les signaux d'acquisition sur les quatre entrées sont filtrées passe-haut. La durée nominale d'enregistrement est de 10 s .

L'ensemble des tests se sont déroulés en salle blanche classe $100\,000$ afin d'assurer un fonctionnement dans un environnement contrôlé avec une température de travail autour de 20°C avec des variations de l'ordre de $\pm 1^\circ\text{C}$.

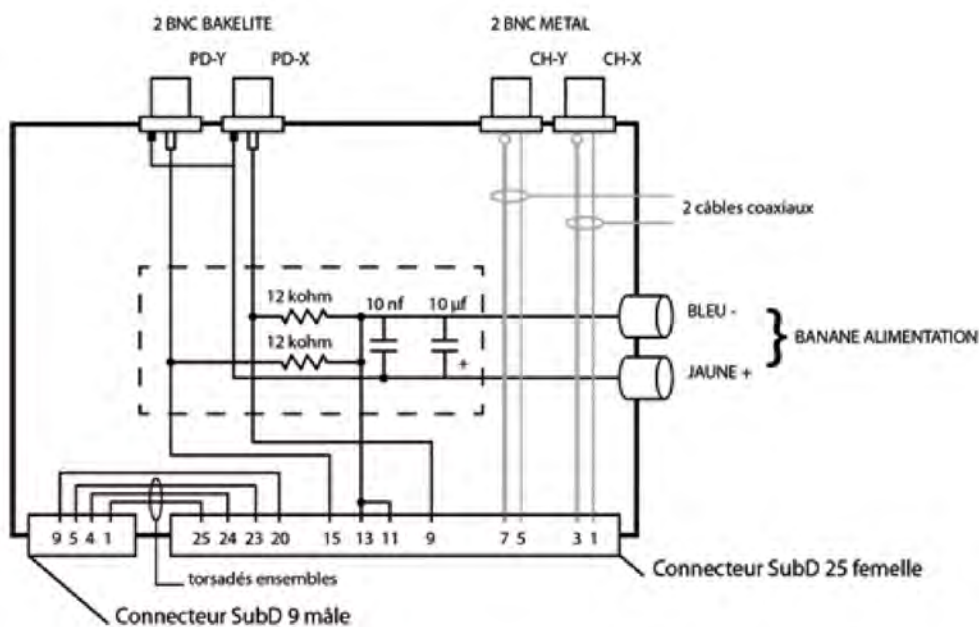


Figure 79. Câblage du boîtier d'entrée/sortie de la carte d'acquisition.

Tableau 26. Résumé du plan de test du démonstrateur.

PLAN DE TEST		DESCRIPTION
ETALONNAGE DU SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE	Etalonnage du système de quadrature de phase	- Mesure du contraste et du <i>SNR</i> du système de détection de quadrature de phase.
	Caractérisation de la stabilité du système	- Mesures de la stabilité à long terme du système de quadrature de phase.
	Test de l'algorithme de correction de phase	- Simulation et analyse des performances de l'algorithme d'ajustement de phase.
ETALONNAGE DU SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONE	Etalonnage du système de pointage	- Caractérisation du capteur de position.
		- Mesures de la stabilité long terme du système de pointage.
		- Caractérisation de la réponse linéaire de l'ensemble capteur-actionneur.
	Caractérisation de la course de la platine	- Caractérisation du déplacement du miroir: l'erreur en cosinus, mesure des tangages et lacets.
	Caractérisation de l'hystérésis des piézo-actionneurs	- Caractérisation des niveaux d'hystérésis sur chacun des axes des actionneurs piézo-électriques.
	Caractérisation de la réponse en fréquence du système	- Caractérisation de la fonction de transfert (amplitude et phase) des axes des actionneurs piézo-électriques.
		- Modélisation du système.
	Caractérisation de la diaphonie du système	- Caractérisation des niveaux de diaphonie entre les piézo-actionneurs et le capteur de position.
Identification du système et réglage des paramètres <i>PID</i>	- Détermination des coefficients <i>PID</i> par la méthode <i>Ziegler-Nichols</i> .	
	- Mesures long terme de la stabilité du régulateur.	
TEST DU SYSTEME DE METROLOGIE		- Mesures de la différence de marche optique pour des différents paramètres de course.
		- Budget d'erreur.

17.5. BUDGET

Suite à la demande de *R&T R-S11/OT-0004-040* un budget de 40 k€ a été mis en disposition pour la réalisation du banc optique. L'approvisionnement de la totalité de l'équipement nécessaire à la mise en place de la maquette a pu être complété grâce aux composants déjà existants au sein du service optique de l'IAS. Le récapitulatif des dépenses est résumé dans le Tableau 27.

Tableau 27. Budget dépensé dans le banc démonstrateur de métrologie *IFTSUV*.

COMPOSANT	Prix en euros (Hors taxes)
COMPOSANTS OPTIQUES:	
Miroirs	752
Polariseurs et lames de retard	3745
Cubes séparateurs	1308
Isolateur de Faraday ISO-04-650-LP	1600
Photodiodes Si 818-SL	1314
Laser R-30991	1010
Autres	1307
COMPOSANTS MECANIQUES:	
Support réglable tube laser	223
Montures miroirs	447
Montures polariseurs	1216
Iris	64
Système à rails	1440
Colonnnettes	1185
Autres	73
COMPOSANTS ELECTRONIQUES:	
Alimentation QL-355TP	1088
Multimètre TTI 1906	688
Carte PCI 8430/2	319
Connectiques	258
SYSTEME DE TRANSLATION:	
Platine de translation PI-M-405.CG	2108
Contrôleur <i>Mercury</i> pour moteur <i>DC</i>	748
SYSTÈME DE PIEZO ACTUATEURS:	
Support de miroir 2 axes en boucle ouverte PI-S-330.20.L	1825
Châssis d'accueil E-500	1954
Modules d'amplification basse tension E-505	4449
Frais de transport	50
MODULES PID:	
Contrôleur analogique PID SIM960	3 360
Châssis 8 slots SIM900	950
Interface GPIB OSIM01	475
SUPPORT TECHNIQUE LABVIEW:	
	590
Autres (congrès, formations...):	5454
TOTAL:	40000

18. VALIDATION DU DEMONSTRATEUR

18.1. ETALONNAGE ET TEST DU SOUS-SYSTEME D'ECHANTILLONNAGE

18.1.1. Caractérisation de la stabilité du système

Un capot en mousse noire a été rajouté afin d'isoler le banc optique de toute fluctuation environnementale dans la pièce. Le but de cette enceinte est aussi de réduire au maximum les effets de lumière ambiante parasite dans le système et d'amortir tout effet de vibration acoustique. Le laser est déporté à l'extérieur de cette structure pour éviter tout réchauffement du système, le faisceau pénètre à l'intérieur à travers un trou optique.

Le graphique de la Figure 80 montre la dérive lente observée pendant des mesures nocturnes sur les photodiodes en quadrature pour les quatre types de mesures effectuées pendant les tests. Le prélèvement de mesures s'est produit sur une plage de 8 h de mesure. Aucun effet sur l'amélioration de la stabilité du signal n'est perceptible après fermeture de la boucle d'asservissement dans le cas de la configuration en mono-réflexion. Le système d'asservissement semble néanmoins amortir les dérives lorsque le système est en réflexions multiples.

La Figure 81 et la Figure 82 montrent les variations des paramètres environnementaux mesurés dans la salle des marbres de la station d'étalonnage pendant l'acquisition des signaux en quadrature. La station d'étalonnage ne possède pas des moyens de mesure de concentration de CO_2 . En fonction des paramètres définis dans le tableau, et du *deathpath* mesuré d'environ 40 cm, l'impact des paramètres environnementaux est le suivant : $370.4 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, $107,2 \text{ nm}/\text{mbar}$ de pression dans l'air, $3,84 \text{ nm}/\%$ de concentration de vapeur d'eau et $5.9 \text{ nm}/\text{ppm}$ de concentration de CO_2 . L'hygrométrie mesurée ne correspond pas aux niveaux d'instabilité observés : le système fluctue de façon beaucoup plus importante que les valeurs calculées. D'autres facteurs de nature long terme tels que les dérives de la puissance et du pointage laser, la dilatation thermique (surtout au niveau des réglages), le fluage des piézo-actuateurs, les turbulences et vibrations acoustiques de l'air ...ont pu contribuer à l'erreur mais sont difficilement quantifiables. Malgré tout et dans le cas pire, la fluctuation maximale du système est de $0.38 \text{ nm}/\text{s}$.

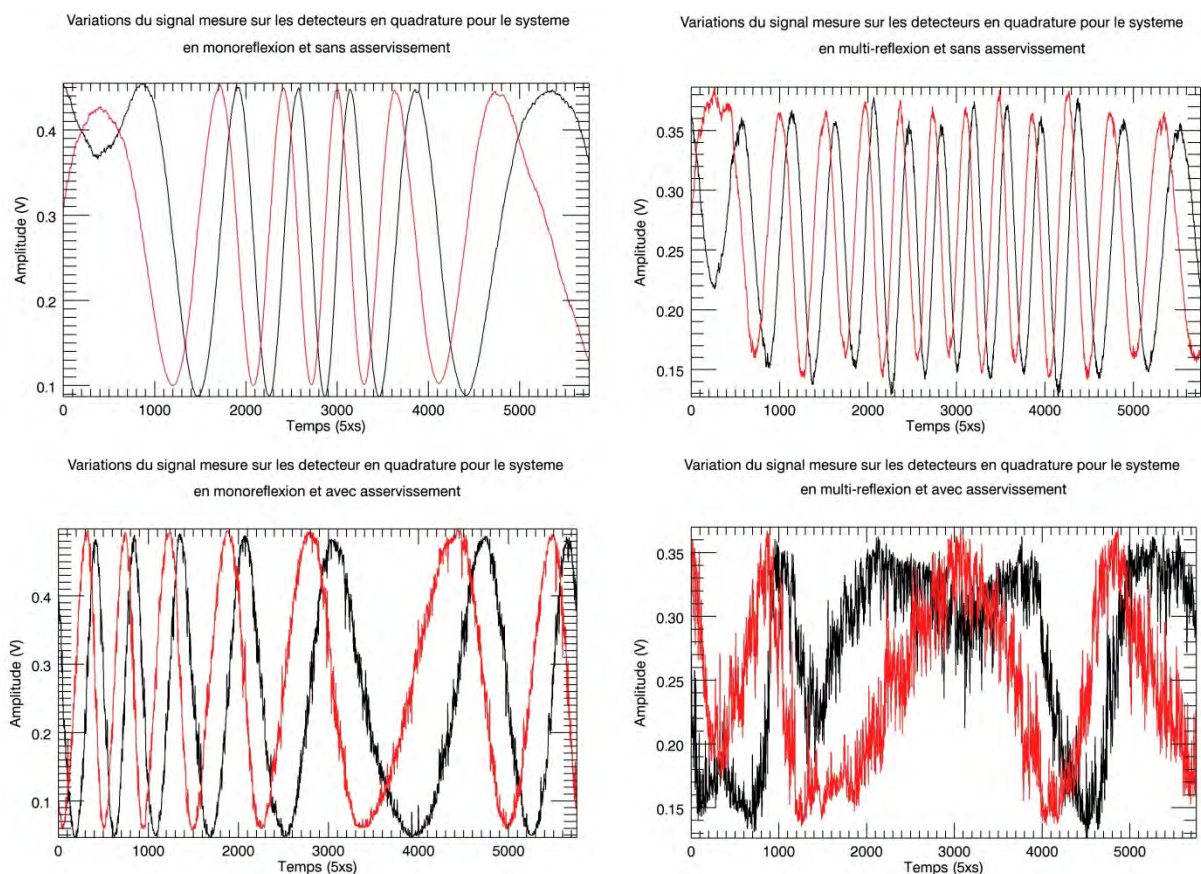


Figure 80. Mesure nocturne des photodiodes en quadrature de phase. A gauche : *Michelson* homodyne classique sans asservissement (figure du haut) et avec asservissement (figure du bas) ; à droite : système en configuration en multi-réflexion ($2N = 4$) non asservi (figure du haut) et asservi (figure du bas). La plage de mesure s'étend sur 8h.

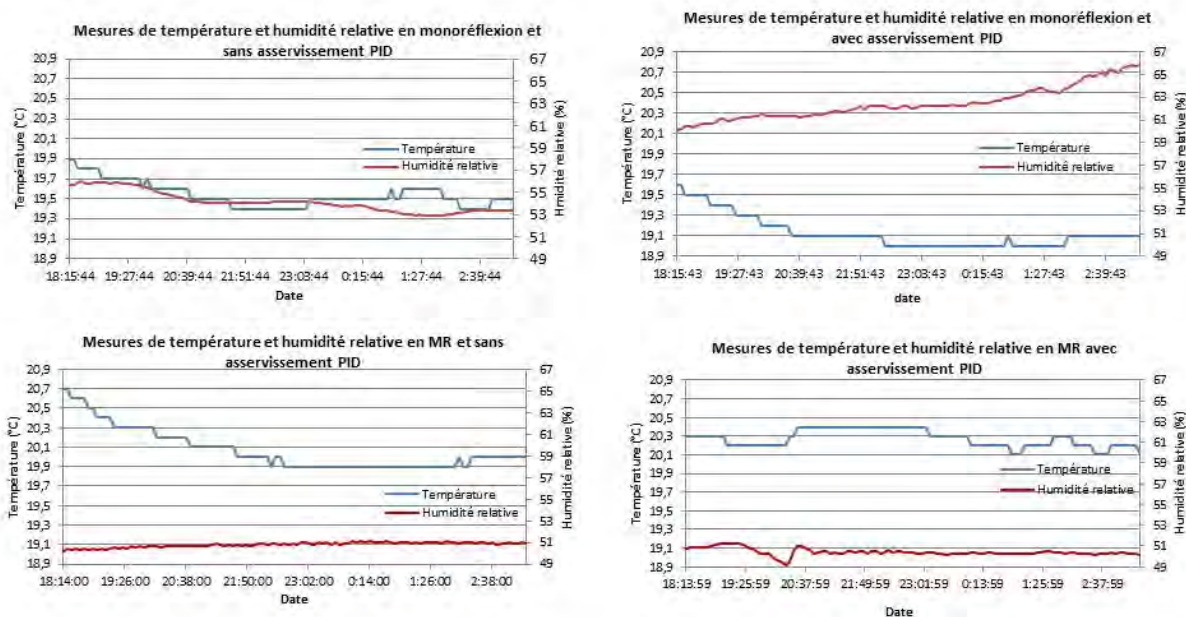


Figure 81. Mesures de température absolue et humidité relative prises à la station d'étalonnage pendant les mesures nocturnes de test de stabilité du système (voir aussi Figure 80 et Figure 82).

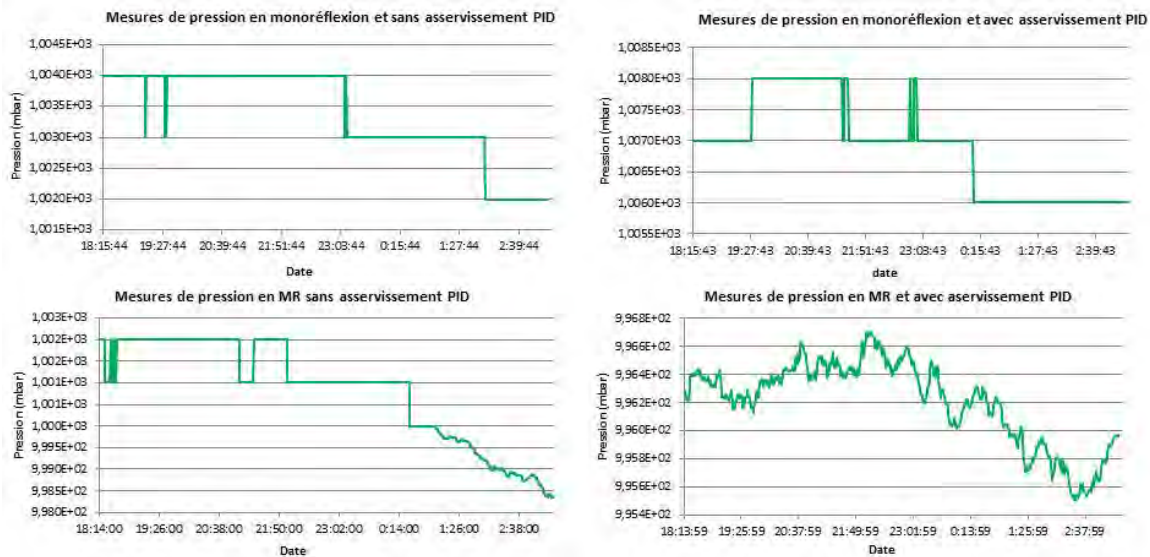


Figure 82. Mesures de pression prises à la station d'étalonnage pendant les mesures nocturnes de test de stabilité du système (voir aussi Figure 80 et Figure 81).

18.1.2. Etalonnage du système en quadrature de phase

En suivant la procédure d'alignement décrite dans le paragraphe 17.3, le signal a pu être optimisé à sa valeur maximale sur les détecteurs en quadrature (voir Figure 84). L'interface *Labview* de contrôle a aussi permis d'obtenir les meilleures valeurs de quadrature entre les deux signaux en jouant sur les réglages de la lame quart d'onde et des deux polariseurs en sortie du *Michelson* (voir Figure 85).

La Figure 86 montre un extrait d'acquisition des signaux en quadrature. Comme prévu, la fréquence de battement des franges d'interférence est quatre fois supérieure dans le cas du système aligné en multi-réflexion. Le contraste des franges d'interférence est calculé par la formule classique:

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (98)$$

où I_{max} et I_{min} sont respectivement les valeurs maximum et minimum du signal mesuré. Dans le cas de la configuration classique, le contraste retrouvé est de 74%. Une chute de contraste importante se produit lorsque l'on aligne le système en multi-réflexion où le contraste baisse à 30% (voir Figure 86). Cet effet est dû non seulement au fait d'augmenter le nombre de réflexions dans le bras mobile, mais aussi et surtout du fait de la perte de réflectivité des miroirs en dehors de leur surface utile (80%). C'est une des raisons pour lesquelles on s'est vu obligés à réduire le nombre de réflexion du système à $2N = 4$.

La Figure 87 montre la mesure des signaux en quadrature pendant une course nominale et pour les configurations en mono et multi-réflexion sans asservissement. Le système devient plus bruité lorsque la différence de marche est démultipliée. L'erreur *rms* brute mesurée sur l'*OPD* est d'environ 5 % en monoréflexion et d'environ 20% dans le cas de la configuration en multi-réflexion (voir Figure 87). Cet effet se voit corroboré en analysant les résultats sur les paramètres x_0 , y_0 , A_x , A_y , et p_0 mesurés et calculés pendant cette course. Chaque acquisition comprend un « aller-retour » du miroir d'échantillonnage. Les valeurs ont été

moyennées pour 6 acquisitions de course différentes. Ces paramètres ont été calculés grâce à *IDL* sur 750 intervalles de course. Chaque intervalle, contient 7 ± 0.5817 ellipses dans le cas classique et 30 ± 1.50228 ellipses en multi-réflexion. Le comptage d'ellipses, ou démultiplication de la différence de marche devient plus fin lorsque l'on se situe dans une configuration en multi-réflexion : l'erreur de comptage expérimental induit une erreur sur la *ddm* calculée qui est de l'ordre de 4% en mono-réflexion et de 0.6% en multi-réflexion.

Afin de pouvoir comparer les résultats dans les deux différentes configurations, ainsi que pour leur ultérieure traitement, le jeu de données mesurées (x_i, y_i) a ensuite été réduit suivant la relation (*Harker et al., 2006*, voir Figure 87) :

$$(S_{x_i}, S_{y_i}) = m(x_i - \bar{x}, y_i - \bar{y}) \quad (99)$$

où \bar{x} et \bar{y} sont les moyennes sur les n points de mesure, et m est un facteur d'échelle tel que :

$$m = \sqrt{\frac{2n}{\sum_{i=1}^n ((x_i - \bar{x})^2 + (y_i - \bar{y})^2)}} \quad (100)$$

La Figure 88, la Figure 89, la Figure 90, la Figure 91 et la Figure 92 montrent l'évolution des paramètres calculés en fonction de la course. L'amplitude de la classe des histogrammes est de 0.0005 (environ la résolution de la carte d'acquisition) pour les amplitudes et les offsets ; elle est de 0.001 dans le cas de la phase résiduelle. On peut constater plusieurs choses sur ces figures :

- la phase résiduelle constitue le paramètre avec la dispersion la plus élevée,
- l'exactitude des mesures dépend du sens de déplacement. Les mesures sont moins bruitées lorsque le miroir retourne à la position de départ (voir aussi le Tableau 28). La configuration en multi-réflexion semble être moins sensible à cet effet,
- dans la configuration en mono-réflexion les paramètres x_0 , y_0 , A_x , A_y , les résultats sont « symétriques » c'est-à-dire, les courbes présentent à peu près des erreurs aux mêmes endroits indépendamment de la direction de mouvement du miroir. Ceci manifeste l'existence d'erreurs systématiques dans le système, notamment lorsque le miroir se trouve à $\sim 0.5 \text{ mm}$ et $\sim 1 \text{ mm}$ de course (Figure 88, Figure 90),
- les valeurs des offsets x_0 , y_0 , sont moins élevées et mais plus bruitées en multi-réflexion (Figure 88 et Figure 89),
- dans la configuration en multi-réflexion, les paramètres A_x , A_y semblent avoir une dépendance linéaire en fonction de la distance parcourue par le miroir (Figure 91). L'amplitude diminue lorsque le miroir s'éloigne, et revient à la valeur initiale lorsque le miroir fait le parcours de retour. Les pertes de contraste sont d'environ 9% lorsque le miroir arrive au bout de la course. Cet effet est peut être conséquence d'un mauvais alignement auquel on serait plus sensible en ayant plusieurs réflexions, en conséquence les faisceaux de référence et d'échantillonnage ne restent pas parfaitement superposés au cours de la course ce qui expliquerait cette perte de

contraste progressive. Après soustraction de la droite d'ajustement, on obtient les nouvelles courbes de la Figure 83:

PARAMETRES D'AMPLITUDE A_x , A_y CALCULÉS (Multi-réflexion et sans asservissement)

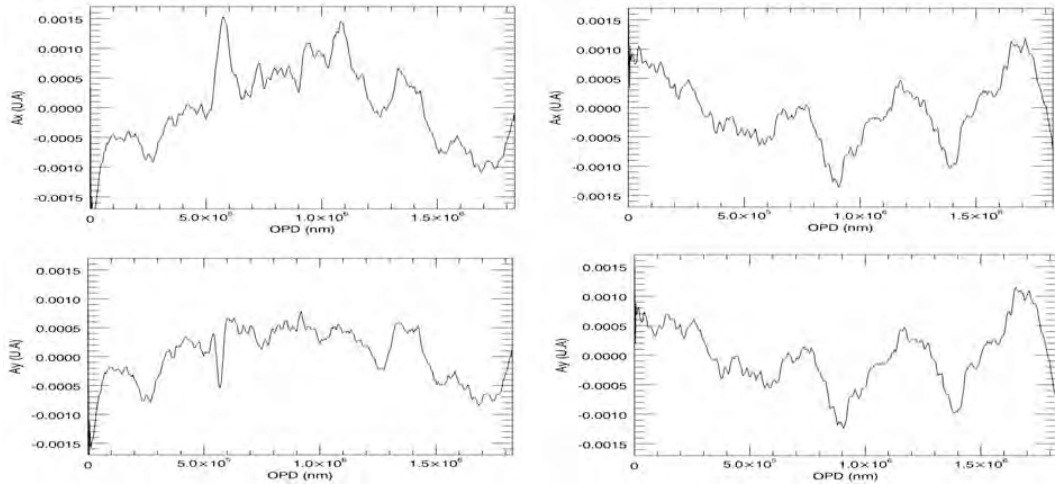


Figure 83. Paramètres d'amplitude obtenus en fonction de la course du miroir pour une configuration en multi-réflexion. Après soustraction de la droite d'ajustement (cf. Figure 91).

les valeurs des amplitudes présentent des oscillations tous les $\sim 0.25 \text{ mm}$ dans le cas où le miroir s'éloigne, et $\sim 0.5 \text{ mm}$ quand le miroir revient à la position zéro. L'amplitude de ces pics est contenue dans l'intervalle d'erreur de $\pm 0.0015 \text{ V}$.

Les valeurs moyennes et les erreurs *rms* calculés sur chacun des paramètres mesurés sont recueillies dans le Tableau 28.

Tableau 28. Moyennes et déviations standard calculées pour les paramètres x_0 , y_0 , A_x , A_y , et p_0 de l'ellipse pendant une course nominale en mono-réflexion et multi-réflexion sans asservissement. (1) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens positif de la course ; (2) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens négatif de la course. Les valeurs ont été calculées à partir de la normalisation de données (cf. équation 100).

(1)	x_0 (V)	y_0 (V)	A_x	A_y	p_0 (degrés)
	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur
Mono	$0.00001 \pm 100\%$	$-0.00131 \pm 44.79\%$	$1.4223 \pm 0.04\%$	$1.4060 \pm 0.04\%$	$-0.0006 \pm 51.62\%$
MR	$-0.00609 \pm 16.50\%$	$-0.00220 \pm 36.45\%$	$1.3945 \pm 7.33\%$	$1.4317 \pm 7.51\%$	$-0.0155 \pm 5.38\%$
(2)	x_0 (V)	y_0 (V)	A_x	A_y	p_0 (degrés)
	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur
Mono	$-0.01048 \pm 6.26\%$	$0.00201 \pm 28.74\%$	$1.4223 \pm 0.03\%$	$1.4060 \pm 0.04\%$	$-0.0087 \pm 4.17\%$
MR	$-0.00675 \pm 13.73\%$	$0.00128 \pm 18.62\%$	$1.3885 \pm 5.93\%$	$1.4380 \pm 5.89\%$	$-0.0179 \pm 5.84\%$

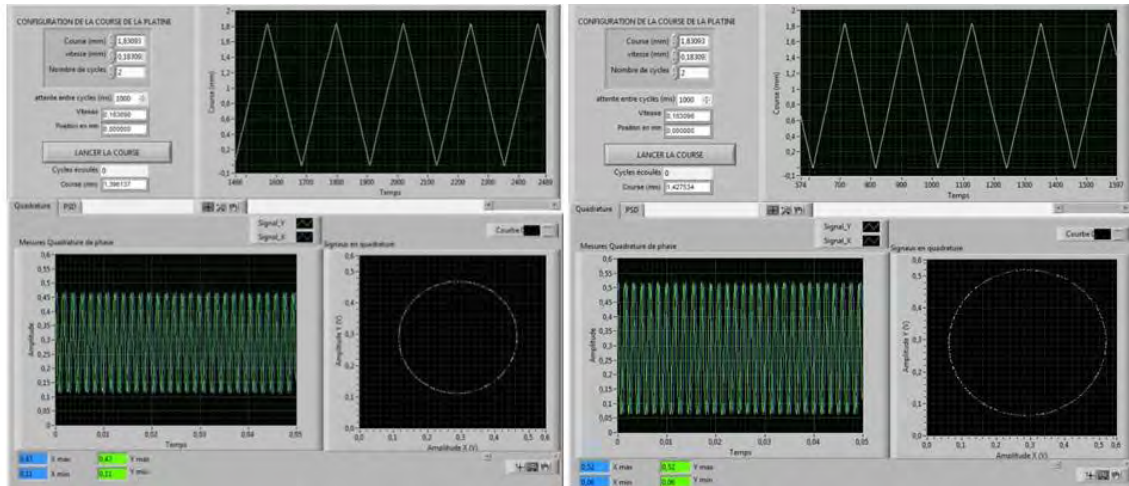


Figure 84. Capture d'écran de l'interface virtuelle *Labview* permettant de piloter la course du miroir et d'acquérir et afficher les signaux en quadrature de phase en temps réel afin pour contrôler leur alignement et étalonnage. Cette interface permet aussi de contrôler les paramètres caractéristiques de la course. Une amélioration du contraste du signal a pu être obtenue suite à une procédure d'alignement itérative.

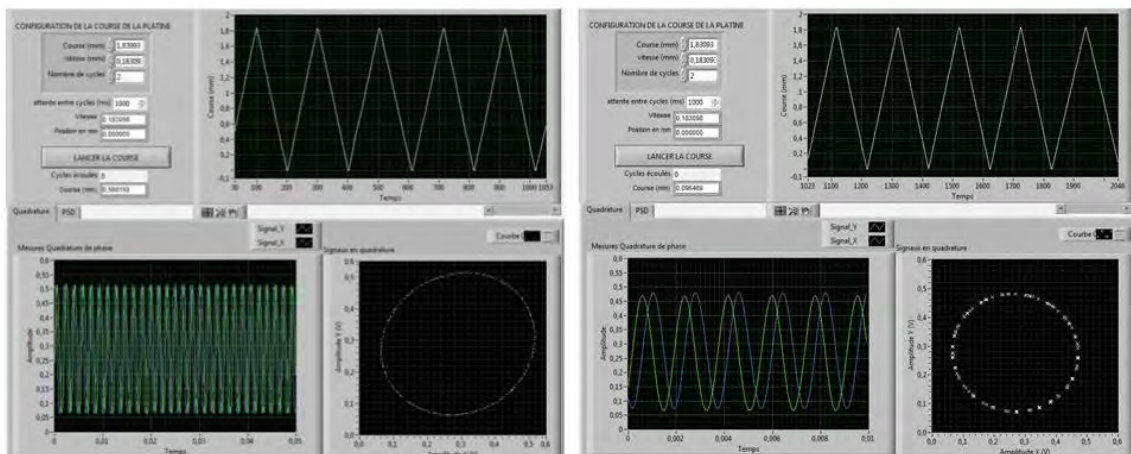


Figure 85. Capture d'écran des deux signaux en quadrature obtenus suite au réglage fin de l'orientation de la lame quart d'onde et des deux polariseurs en sortie de *Michelson* homodyne.

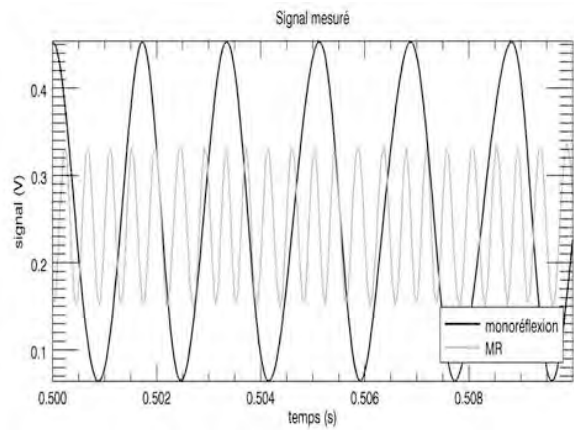


Figure 86. A gauche : exemple d'acquisition du signal d'interférence PD_x en volts et en fonction du temps en secondes pour le système en mono-réflexion et MR avec $2N = 4$. On retrouve bien un rapport de quatre entre le nombre de périodes en configuration de mono-réflexion et le nombre de périodes en multi-réflexion.

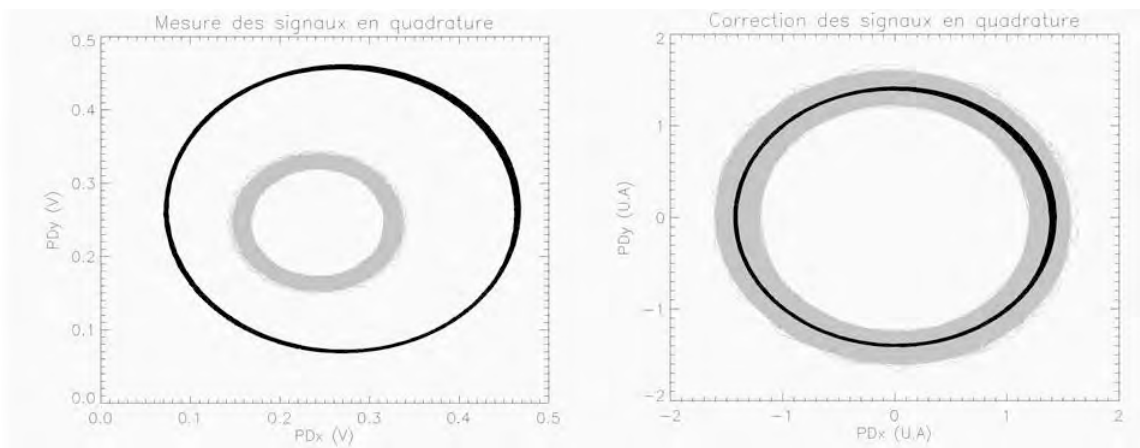


Figure 87. A gauche : signaux en quadrature mesurés pendant la course nominale ($ddm = 1.83093 \text{ mm}$, $v = 0.183093 \text{ mm.s}^{-1}$) : en noir, mesure en mode « classique », en gris mesure en multi-réflexion avec $2N = 4$. A droite : signaux après réduction des données (cf. relation (100)).

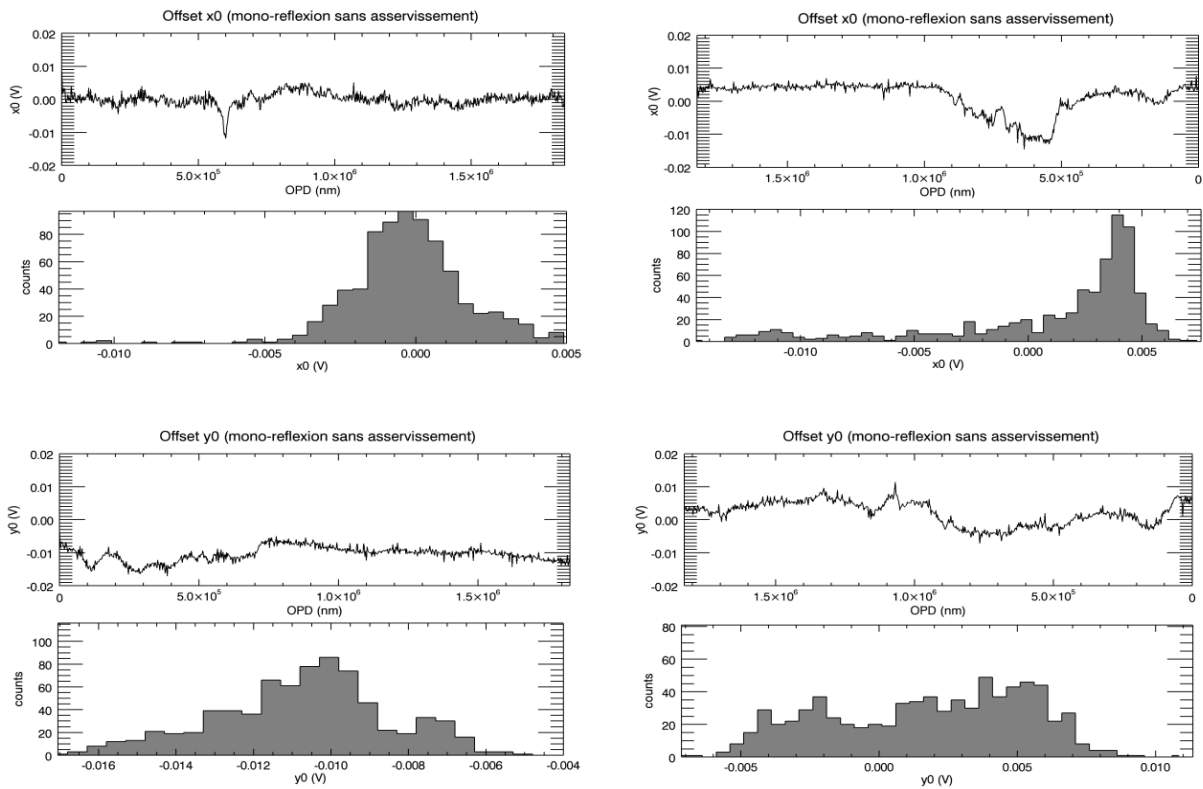


Figure 88. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en mono-réflexion et sans asservissement.

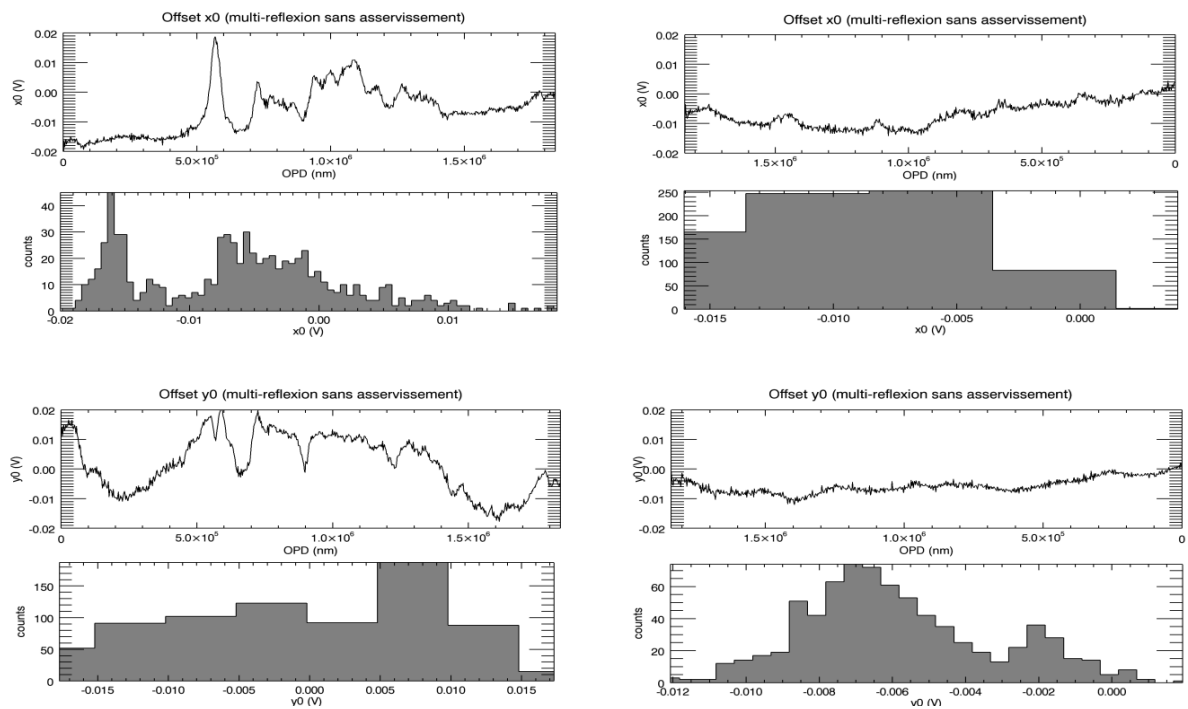


Figure 89. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en multi-réflexion et sans asservissement.

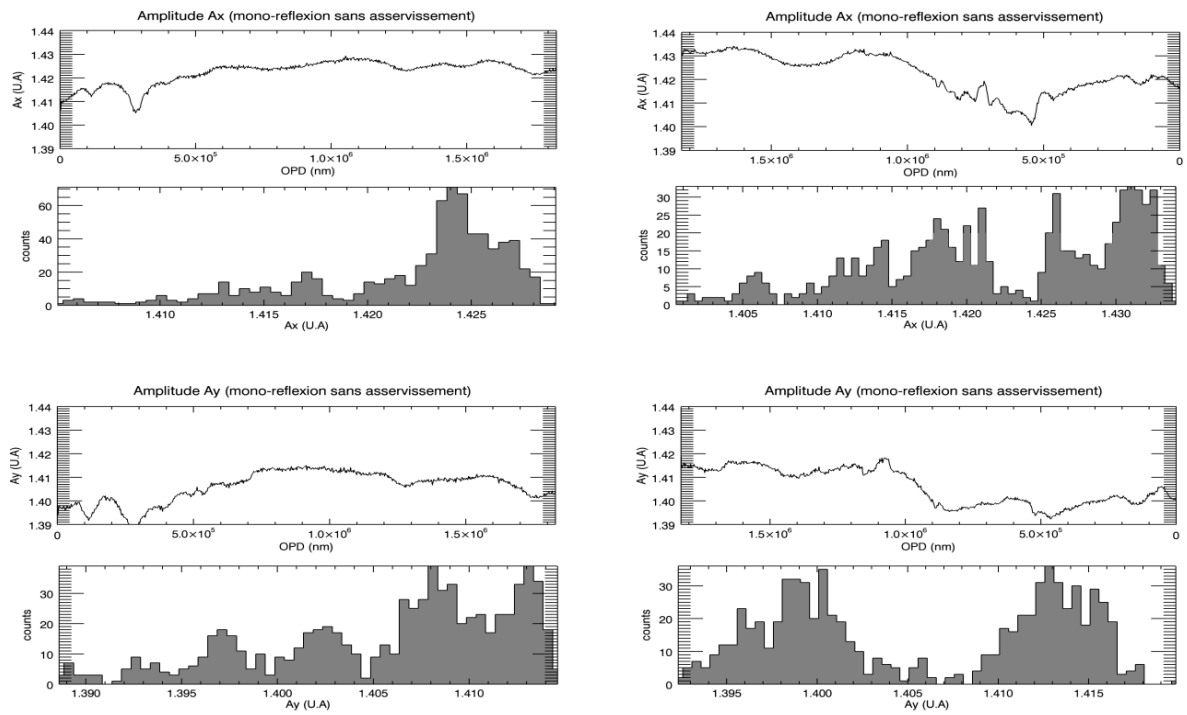


Figure 90. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en mono-réflexion et sans asservissement.

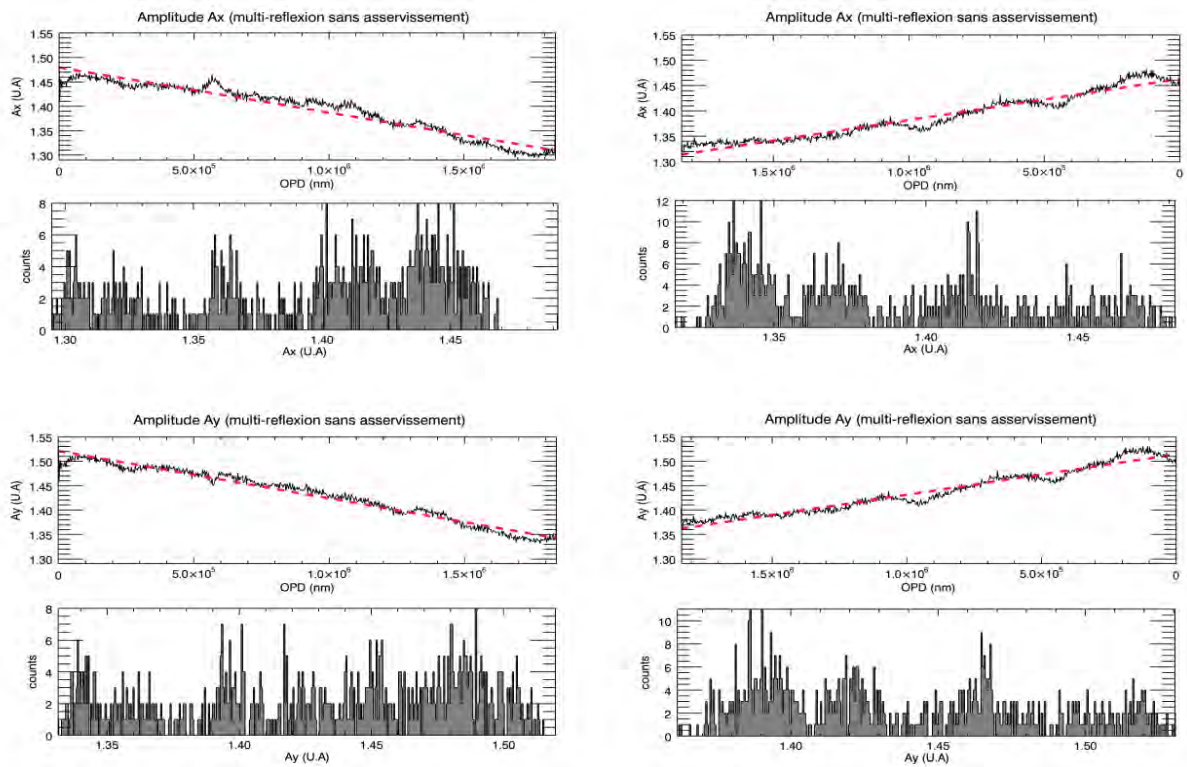


Figure 91. Evolution des amplitudes A_x , A_y mesurées et calculées pendant une course nominale en multi-réflexion et sans asservissement.

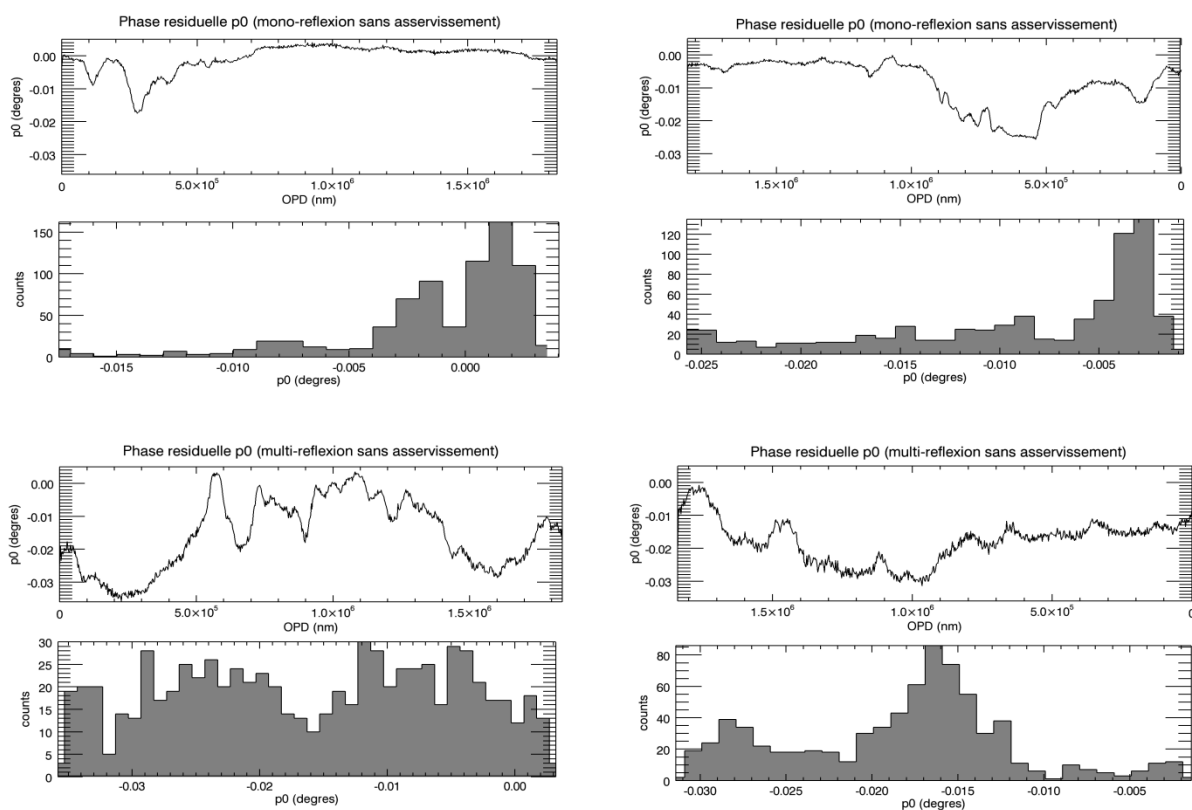


Figure 92. Evolution de la phase résiduelle p_0 mesurée et calculée pendant une course nominale sans asservissement. En haut : mesures de la configuration en mono-réflexion. En bas : mesures de la configuration en multi-réflexion.

18.2. ETALONNAGE ET TEST DU SOUS-SYSTEME D'ALIGNEMENT SYNCHRONISÉ

18.2.1. Etalonnage du système de pointage

Le détecteur de position *OBP-4-L* qui sert au démonstrateur du système de pointage de *LyOT/SMESE* fut calibré par *B. Lustremont*, en utilisant comme étalon un interféromètre *SIOS200*. Il retrouva les valeurs caractéristiques suivantes mesurées sur une plage de $\pm 400 \mu\text{m}$ sur la surface XY de détection :

- Non-linéarité : $\pm 0.1\%$
- Facteur de conversion : $0.99 \text{ mV}/\mu\text{m}$

Le facteur de conversion a été retenu et implémenté pendant le processus d'acquisition et de traitement des données. Les mesures de bruit sur le détecteur restent inférieures à $2 \mu\text{m P-V}$ pour les mesures de courte durée statiques sur le détecteur. Lorsque la course du miroir est déclenchée, le signal dynamique acquis présente des battements à haute fréquence. La vitesse de cette modulation est plus importante dans le cas du système en multi-réflexion que pour le *Michelson* classique. Cela fait penser à la présence d'interférences parasites dues à des composants de polarisation venant contaminer le faisceau de retour au niveau du cube *PBS*. L'erreur sur la position devient alors de l'ordre de $4 \mu\text{m P-V}$. D'après le rapport de distances (cf. paragraphe 17.3), et les résultats *ZEMAX* calculés à partir d'une modélisation simple du système, la résolution angulaire théorique pouvant être obtenue par le système est alors d'environ $3.5 \mu\text{rad}$ en configuration classique et d'environ $0.9 \mu\text{rad}$ en multi-réflexion. L'angle maximum calibré pouvant être mesuré en théorie est de $350 \mu\text{rad}$ en mono-réflexion soit $87 \mu\text{rad}$ en multi-réflexion. Ces valeurs sont en principe suffisantes pour

corriger les rotations parasites de la platine de translation mais ne tiennent pas les spécifications dans le cas de la configuration en mono-réflexion.

Les incertitudes liées à ces valeurs sont :

- L'erreur sur la distance $L = 575 \text{ mm}$ de parcours du faisceau mesurée qui est de $\Delta L = \pm 25 \text{ mm}$. D'après la méthode des extrêmes, si $d_{x,y} = 200 \mu\text{m}$ étant la surface maximum de détection, l'erreur sur l'angle mesuré peut d'après la relation (87) s'exprimer comme:

$$\Delta\gamma_{x,y} = \frac{\gamma_{x,y}^{max} - \gamma_{x,y}^{min}}{2}$$

avec :

$$\gamma_{x,y}^{max} = \frac{d_{x,y}}{L - \Delta L}$$

$$\gamma_{x,y}^{min} = \frac{d_{x,y}}{L + \Delta L}$$

L'incertitude sur l'erreur de distance est alors de $\pm 15.1 \mu\text{rad}$ sur une plage de $350 \mu\text{rad}$ de mesure angulaire soit 4% en mono-réflexion, cette incertitude étant aussi valide en multi-réflexion.

- Les défauts d'orientation du détecteur de position : un désalignement de $\pm 7^\circ$ de la tête du détecteur implique une incertitude de $\pm 4 \mu\text{m}$ soit $\pm 3.5 \mu\text{rad}$ projetés sur la surface calibrée du détecteur en mono-réflexion, et $\pm 0.9 \mu\text{rad}$ avec $2N = 4$ ce qui équivaut à une erreur relative de 0.1 %.

Finalement, la résolution attendue pour le détecteur de position est d'environ $3.5 \pm 4\% \mu\text{rad}$ en configuration classique, et d'environ $0.9 \pm 4\% \mu\text{rad}$ en multi-réflexion.

Des mesures de la stabilité à long terme du système de pointage sont représentées sur la Figure 95. Ces graphiques montrent la position du spot sur les axes X et Y du capteur ainsi que la puissance laser pour les deux configurations étudiées sans asservissement. Ces mesures ont été synchronisées pour être prélevées en parallèle à la campagne de tests décrits dans le paragraphe 18.1.1. On observe deux effets importants : une légère dérive temporelle du pointage, et une modulation du signal. Le premier effet de dérive, observé sur le long terme, peut probablement être dû soit aux inerties thermiques des composants, soit au relâchement des ressorts au niveau des fixations des réglages. L'amplitude de la dérive est $< 4 \mu\text{m}$ en mono réflexion et de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ en multi-réflexions (valeurs P-V). Les modulations observées correspondent aux modulations des interférences parasites au niveau des deux détecteurs en quadrature de phase (voir Figure 80). La formation des franges modifie le barycentre du spot de pointage sur la surface de la photodiode à effet latéral. Elles se manifestent aussi comme des variations de la puissance laser mesurée (Figure 95) et sont parfaitement corrélées aux mesures sur les détecteurs en quadrature de phase réalisées en parallèle (voir Figure 80). La puissance moyenne incidente sur le détecteur de position est de $0.251 \text{ mW} \pm 2\%$ de variations dues aux interférences dans le cas du *Michelson* classique, et de $0.270 \text{ mW} \pm 1\%$ pour le *Michelson* amplifié. L'amplitude de l'erreur de position due aux modulations est de $4 \mu\text{m}$ P-V dans les deux cas. L'invariabilité de cet effet en fonction de la configuration étudié suggère que les interférences proviennent de l'intérieur du cube *BS1* et ne sont pas dues à une fuite des polarisations au niveau du

cube *PBS*. Cette hypothèse a été corroborée en bloquant le bras de référence de l'interféromètre.

La réponse linéaire de la platine de piézo actionneurs permet de calculer le facteur de conversion. Les mesures ont été réalisées grâce à une interface *Labview* permettant d'envoyer des pentes de consigne lente indépendamment sur chacun des deux axes. Cinq points de mesure ont été prélevés tous les 1 mV de consigne. Les plages de mesures sont : $V_{in} = [-0.5\text{ V}, +0.5\text{ V}]$ et $V_{in} = [-0.1\text{ V}, +0.1\text{ V}]$. La Figure 96 (axe X) et la Figure 97 (axe Y) montrent les données des acquisitions résultantes. Le rapport entre les pentes en mono-réflexion et multi-réflexion est d'environ quatre. Le facteur de conversion entre l'angle des piézo et la mesure de l'angle projeté sur le détecteur est de $0.875\ \mu\text{rad}/\mu\text{m}$ pour le *Michelson* classique et de $0.225\ \mu\text{rad}/\mu\text{m}$. D'après le Tableau 29 le facteur de conversion entre la consigne de contrôle des piézo, et l'angle projeté sur la surface du détecteur sera alors de :

- MONO-REFLEXION :
 Axe X : $0.102\ \mu\text{rad}/\text{mV}$
 Axe Y : $0.102\ \mu\text{rad}/\text{mV}$
- MULTI-REFLEXION :
 Axe X : $0.108\ \mu\text{rad}/\text{mV}$
 Axe Y : $0.112\ \mu\text{rad}/\text{mV}$

Les facteurs sont en très bon accord entre eux, le valeur moyen étant de $0.105 \pm 0.004\ \mu\text{rad}/\text{mV}$.

Tableau 29. Facteurs de conversion calculés à partir des mesures de la Figure 96 et la Figure 97.

Axe	FACTEUR DE CONVERSION (mm/V)					
	MONO-REFLEXION		MULTIREFLEXION		RAPPORT	
	$V_{in} = \pm 0.5\text{ V}$	$V_{in} = \pm 0.1\text{ V}$	$V_{in} = \pm 0.5\text{ V}$	$V_{in} = \pm 0.1\text{ V}$	$V_{in} = \pm 0.5\text{ V}$	$V_{in} = \pm 0.1\text{ V}$
Axe X	0,1169	0,1127	0,4906	0,4671	4,196749358	4,144631766
Axe Y	0,1220	0,1101	0,5085	0,4835	4,168032787	4,391462307

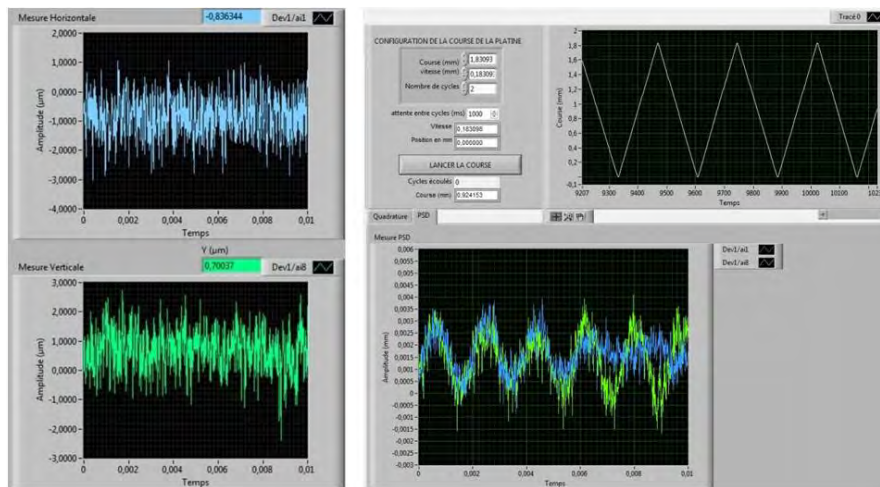


Figure 93. Captures d'écran des mesures en sortie du détecteur de position. L'image de gauche montre les deux signaux de pointage acquis lorsque le miroir d'échantillonnage est en repos ; l'image de droite montre les deux signaux de pointage lorsque le miroir d'échantillonnage est en mouvement ; des interférences parasites.

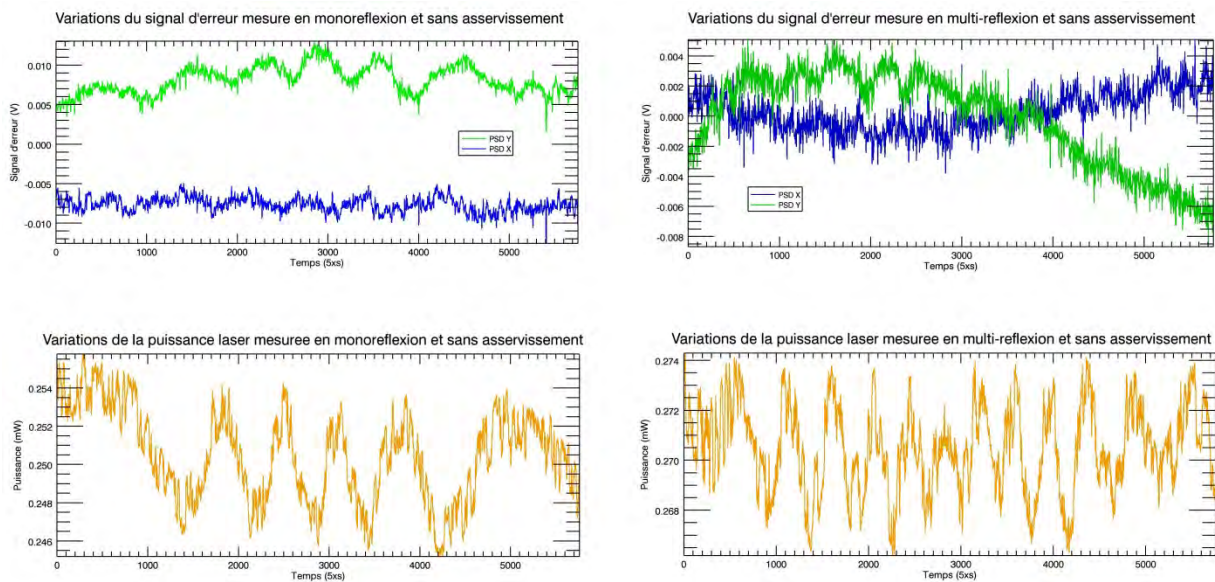


Figure 94. Mesure de la position (en haut) et de la puissance (en bas) du faisceau laser sur la surface du détecteur de position. Les deux configurations sous étude sont aussi représentées : les graphiques à gauche représentent les données acquises en mono-réflexion tandis que les graphiques à droite celles en multi-réflexion. La campagne de mesures a été réalisée dans les conditions décrites par le paragraphe 18.1.1 (voir aussi Figure 80).

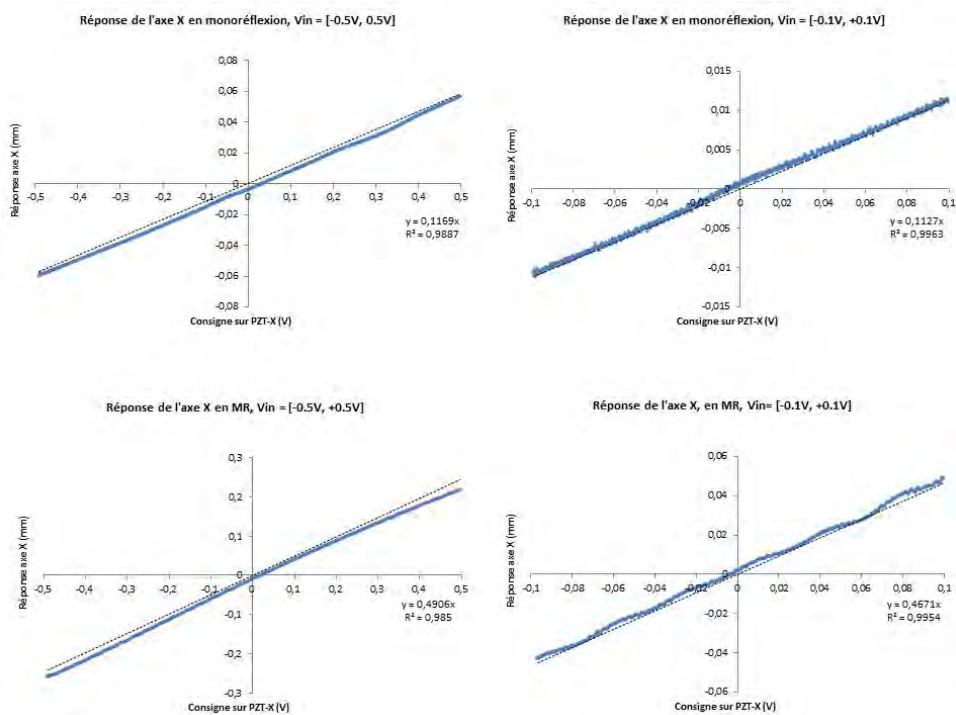


Figure 95. Courbes de calibration de la réponse linéaire des commandes sur l'axe X des piézo-actionneurs PI S-330.L. Les plages de consigne sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5 V$ et $V_{in} = \pm 0.1 V$ pour le *Michelson* classique et le *Michelson* à multi-réflexions avec $2N = 4$.

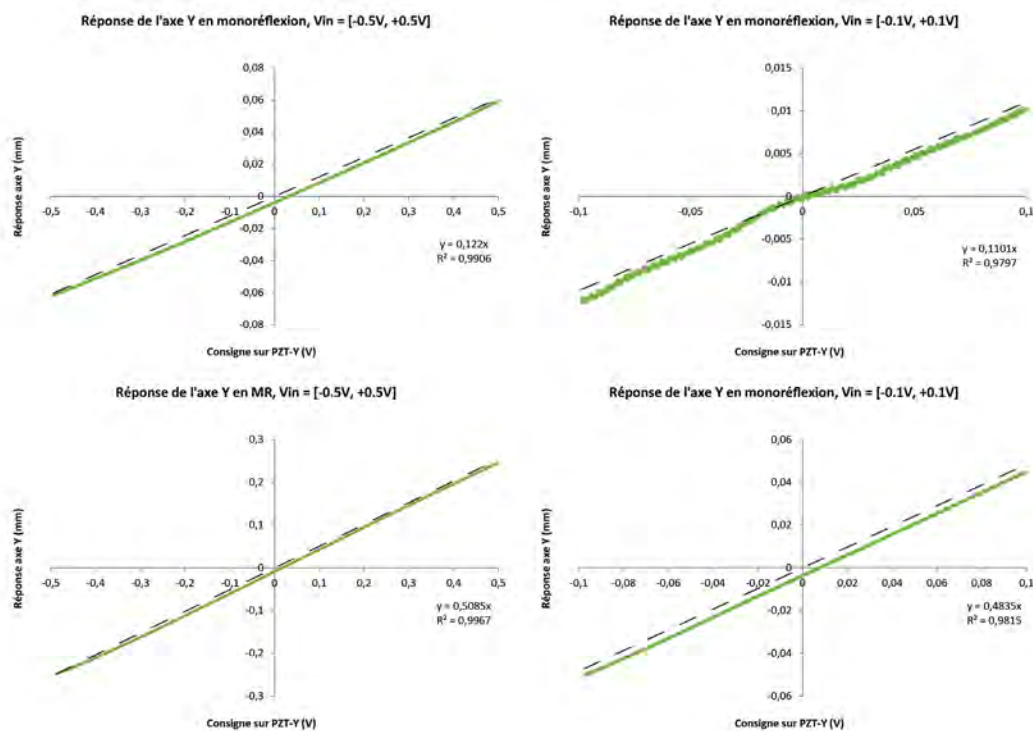


Figure 96. Courbes de calibration de la réponse linéaire des consignes sur l'axe Y de des piézo-actionneurs PI S-330.L. Les plages de consignes sur l'axe Y sont $V_{in} = \pm 0.5 V$ et $V_{in} = \pm 0.1 V$ pour le *Michelson* classique et le *Michelson* à multi-réflexions avec $2N = 4$.

18.2.2. Caractérisation de l'hystérésis du système

Les cycles d'hystérésis des actionneurs piézo-électriques ont été mesurés pour chacun des axes de l'actionneur et dans les deux configurations : mono-réflexion et multi-réflexion (*MR*) avec $2N = 4$. Afin d'évaluer les effets d'hystérésis sur le système, les tests ont été réalisés pour des différentes plages de valeur de position en sortie du capteur *LEPD* ($\pm 100 \mu m$, $\pm 50 \mu m$ et $\pm 20 \mu m$ respectivement). Cinq points de mesures tous les $1 mV$ de consigne ont été prélevés. L'ensemble des résultats des mesures sont représentées sur la Figure 98 (axe *X*) et la Figure 99 (axe *Y*). L'exemple montre bien comment l'amplitude des effets d'hystérésis est d'autant plus importante que la plage des tensions en sortie est grande. Elle peut atteindre des valeurs légèrement supérieures à 20% pour des sorties $\pm 100 \mu m$ mesurées sur les deux axes en mono-réflexion. Inversement, les effets sont quasiment inobservables pour la plage $\pm 10 \mu m$ en mono-réflexion et complètement négligeables en-dessous de la plage $\pm 50 \mu m$ pour le système en multi-réflexion car la dispersion des points est de l'ordre de la précision estimée du détecteur. Le facteur de gain est à nouveau vérifié à travers de cette expérience : le rapport entre les consignes en entrée des piézo-actionneurs pour la configuration en mono-réflexion et la configuration amplifiée, si on considère les mêmes plages de sortie de mesure, est de quatre pour les deux axes. D'après les résultats du paragraphe précédent, l'amplitude plus importante de déviations attendues en sortie du détecteur est inférieure à $10 \mu m$ en mono-réflexion ($< 40 \mu m$ en *MR*) pour l'axe *X*, et inférieure à $15 \mu m$ en mono-réflexion ($< 60 \mu m$ en *MR*) pour l'axe *Y*. L'effet de la configuration en multi réflexion est clairement bénéfique sur les plages de correction requises car elle permet de résoudre plus précisément les déviations tout en sollicitant moins les actionneurs pour leur correction. Cependant, l'axe *X* semble avoir une réponse à la consigne moins performante que l'axe *Y*. Même si l'implantation d'un algorithme de compensation du phénomène d'hystérésis sur l'organe de commande n'est pas possible d'être implanté dans la boucle de régulation du démonstrateur, on pourra considérer que ses effets seront dérisoires lors du résultat final.

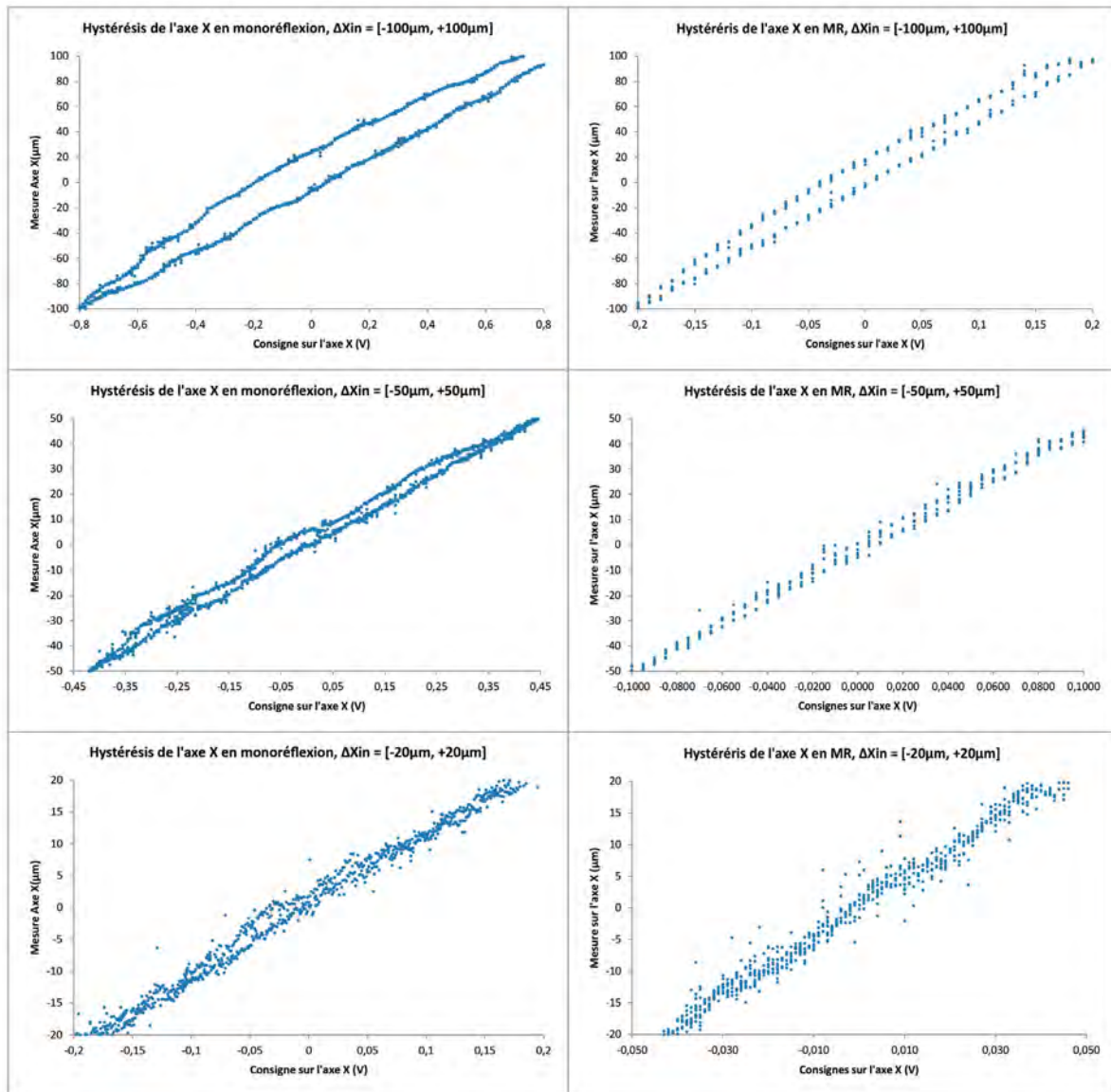


Figure 97. Cycle d'hystérésis mesurée sur l'axe X pour une plage de positions de $\pm 100 \mu\text{m}$, $\pm 50 \mu\text{m}$ et $\pm 25 \mu\text{m}$ en sortie du détecteur (figures de haut en bas respectivement) et pour les configurations monoréflexion (à gauche) et multi-réflexion (MR, à droite).

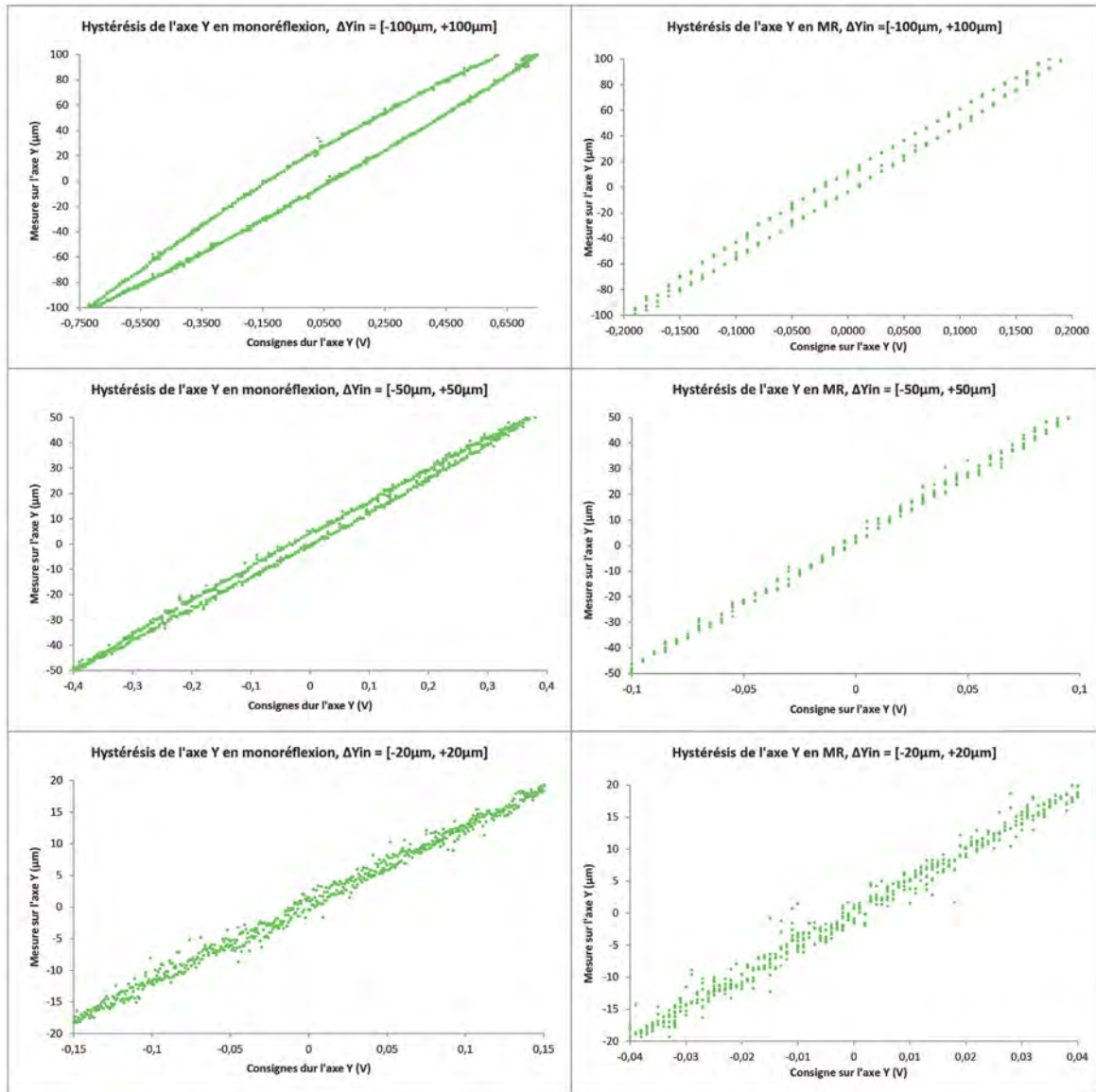


Figure 98. Cycle d'hystérésis mesurée sur l'axe Y pour une plage de positions de $\pm 100 \mu\text{m}$, $\pm 50 \mu\text{m}$ et $\pm 25 \mu\text{m}$ en sortie du détecteur (figures de haut en bas respectivement) et pour les configurations monoréflexion (à gauche) et multi-réflexion (MR, à droite).

18.2.3. Caractérisation de la diaphonie du système

Afin de caractériser le niveau de diaphonie existant entre les axes du miroir mobile, il s'agit de moduler lentement un des axes de la platine de piézo actuateurs et de noter le niveau de modulation transféré dans l'axe opposé. Les sorties du détecteur de position sont récupérées par l'interface virtuelle *Labview* développé pour le test et utilisée aussi dans le paragraphe 18.2.1. Cinq points des mesure sur chacun des deux axes du détecteur de position ont été acquis tous les 1 mV de consigne. Les résultats de mesure sont représentés dans les courbes de la Figure 100 (axe Y) et la Figure 101 (axe X). La superposition des deux droites mesurées devrait révéler l'angle sous-tendu entre les deux axes. L'effet d'amplification laisse entrevoir une petite modulation probablement due à la qualité de surface des miroirs. Dans le cas de l'axe X, le comportement est loin d'être linéaire. Cependant les niveaux de diaphonie semblent pouvoir être tolérés par le système car l'erreur ne dépasse pas la précision du capteur de position.

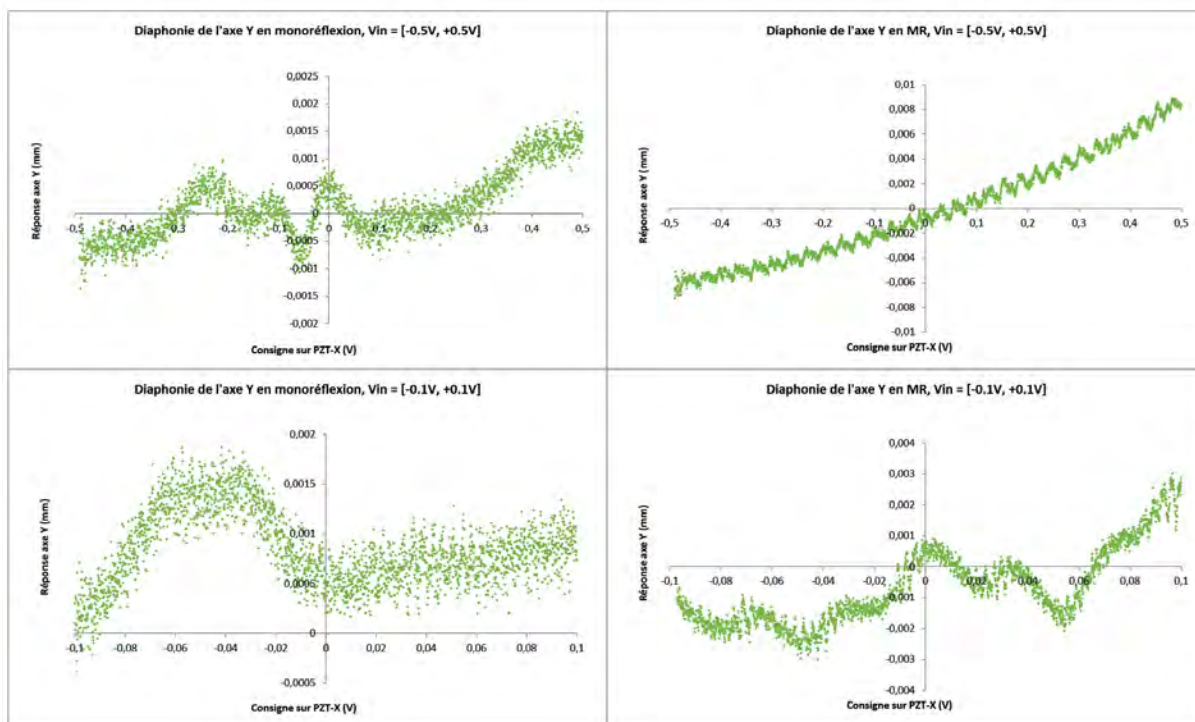


Figure 99. Courbes de diaphonie mesurée sur l'axe Y. Les plages de consignes sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le *Michelson* classique et le *Michelson* à multi-réflexions avec $2N = 4$.

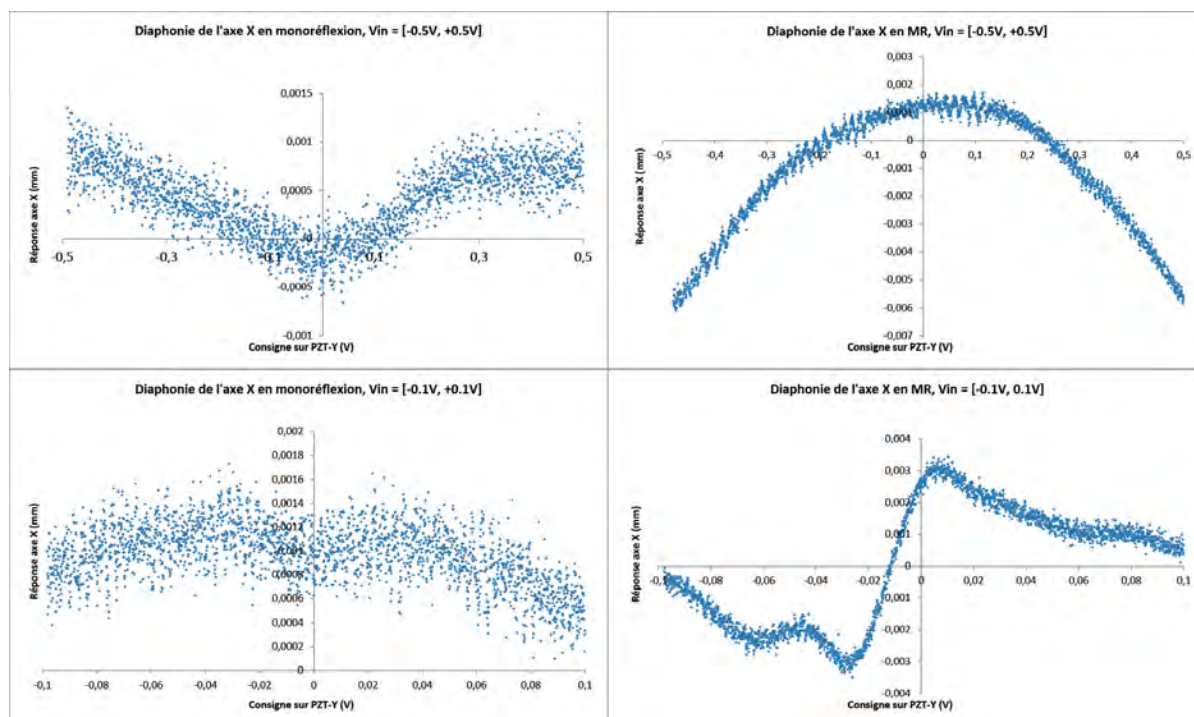


Figure 100. Courbes de diaphonie mesurée sur l'axe X. Les plages de consignes sur l'axe X sont $V_{in} = \pm 0.5$ V et $V_{in} = \pm 0.1$ V pour le *Michelson* classique et le *Michelson* à multi-réflexions avec $2N = 4$.

18.2.4. Caractérisation de la réponse fréquence du système

La Figure 102 montre l'interface virtuelle *Labview* conçue pour caractériser les diverses réponses dynamiques sur chacun des axes de la platine de piézo-actuateurs.

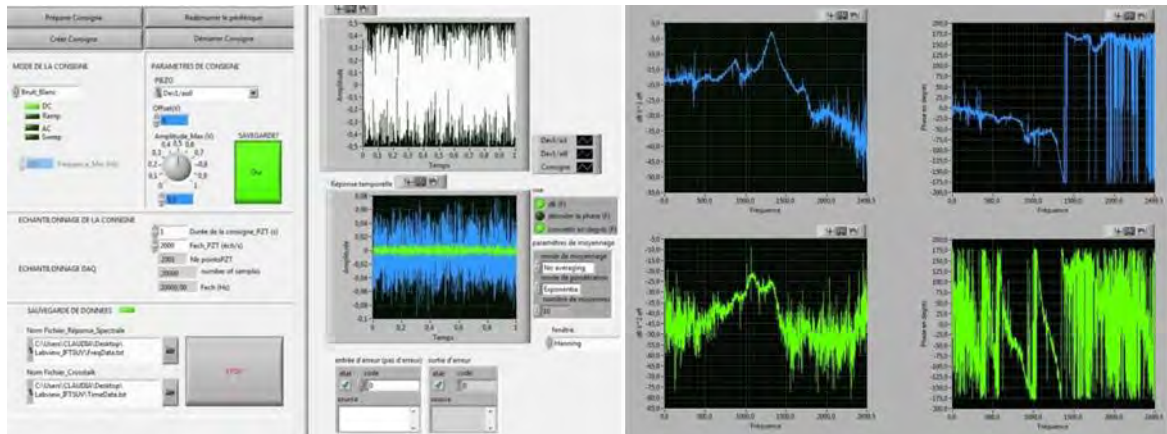


Figure 101. Capture d'écran de l'interface virtuelle *Labview* permettant de caractériser le système de piézo-actionneurs.

Dans un premier temps la réponse fréquentielle en boucle ouverte du système a été caractérisée en fonction d'une sortie de consignes sous forme de bruit blanc (amplitude 0.1 V en mono-réflexion et 0.05 V en multi-réflexion, échantillonnage 5 kHz). Ce signal riche en fréquences permet d'exciter tous les modes vibratoires du système, et d'identifier un modèle représentatif du même par caractérisation de la réponse en fréquence sur chacun des axes de la platine de piézo actuateurs. Un fenêtrage *Hanning* a été adapté pour améliorer la résolution en fréquence des mesures.

Les outils d'identification de systèmes du logiciel *Labview*, permettent ensuite de valider un modèle de système en fonction des données dynamiques acquises. Ce processus d'identification est itératif car il concerne d'une part la mise en forme et le traitement des données brutes, puis une identification du modèle mathématique en fonction de cet ajustement, et enfin la vérification de ce modèle en fonction du comportement observé du système. Si les résultats ne sont pas satisfaisants, il faut réviser les paramètres et re-parcourir le processus.

La Figure 103 et la Figure 105 montrent la réponse brute du système en boucle ouverte sur chacun des axes. De nombreuses résonances parsèment le spectre de fréquences du système ce qui va limiter les valeurs des gains du régulateur *PID*. On remarque aussi que l'actuateur présente des oscillations après le saut de phase ce qui indique la présence de pôles de résonance à haute fréquence. Après traitement et lissage des signaux fréquentiels bruts, et dans une première itération, les fonctions de transfert analytiques, linéaires et stables ayant été retrouvées sont montrée dans la Figure 104 et la Figure 106 et le Tableau 30. Pour qu'un système d'ordre n soit stable ses polynômes doivent être réels et ses racines sont soit réelles soit complexes conjuguées. Lorsque certains pôles sont complexes conjugués, les réponses temporelles du système présentent des oscillations (voir Figure 107). Les caractéristiques fréquentielles de ce système sont recueillies dans le Tableau 31. Les valeurs sont en bonne concordance avec les mesures, cependant il a été difficile, voire impossible de tenir en compte toute la dynamique du système en le modélisant que par des méthodes linéaires.

Tableau 30. Ensemble des fonctions de transfert modélisées pour la réponse en fréquence du système.

		FONCTION DE TRANSFERT DU SYSTEME
MONO	Axe X	$S_x(p) = \frac{7.74554 \times 10^9 + 888646p + 290.37p^2}{6.19609 \times 10^{10} + 2.02115 \times 10^7p + 3718.07p^2 + p^3} U_x(p)$
	Axe Y	$S_y(p) = \frac{2.68978 \times 10^{10} + 368128p + 141.082p^2}{2.66219 \times 10^{11} + 4.34768 \times 10^7p + 7127.3p^2 + p^3} U_y(p)$
MR	Axe X	$S_x(p) = \frac{1.52679 \times 10^{11} + 7.68808 \times 10^6p + 3770.89p^2}{3.57117 \times 10^{11} + 4.24783 \times 10^7p + 19293.9p^2 + p^3} U_x(p)$
	Axe Y	$S_y(p) = \frac{1.73412 \times 10^7 - 712.156p + 0.176153p^2}{4.07972 \times 10^7 + 1031.62p + p^2} U_y(p)$

Tableau 31. Caractéristiques fréquentielles du système représenté dans la Figure 104 et la Figure 106.

Réponse fréquentielle		Bande passante (Hz)	Gain DC	Fréquences naturelles (Hz)	Facteur d'amortissement
MONOREFLEXION	Axe X	1641	0.125	1983	0.0029
				1368	0.0348
				896	0.0542
MONOREFLEXION	Axe Y	1182	0.101	2362	0.0191
				1125	0.0432
				1072	1.0000
MULTIREFLEXION	Axe X	1808	0.427	1760	0.0149
				1346	0.0255
				905	0.3135
MULTIREFLEXION	Axe Y	1524	0.425	2327	0.0315
				1133	0.0747

Les graphiques sur la Figure 107 montrent la réponse de l'actuateur sur chacun de ses axes pour un saut indiciel de 0.1 V. La fréquence d'échantillonnage est de 5 kHz. Un modèle ARX (*Auto Regressive model with eXternal inputs*) a été utilisé pour l'identification car c'est le modèle le plus simple et efficace permettant d'intégrer le signal et le stimulus, et qu'il est bien adapté lorsque l'on traite un système d'ordre potentiellement élevé. Une première estimation paramétrique est représentée dans la Figure 108 et la Figure 109. Les caractéristiques temporelles sont résumées dans le Tableau 32.

Tableau 32. Caractéristiques temporelles du système obtenues à partir de la modélisation de la réponse indicielle du système

		Temps de montée (s)	Temps de réponse (s)	Dépassement (%)	Gain statique
MONO	AXE X	0,00042	0,0081	20,9	0,125
	AXE Y	0,00027	0,0096	49,2	0,113
MR	AXE X	0,00033	0,0037	32,1	0,565
	AXE Y	0,00031	0,0051	51,7	0,500

On a vu que ce système est d'un ordre supérieur à 2, et qu'il présente des signes de non-linéarité. Les temps de réponse estimés sur chacun des axes dépassent la valeur spécifiée (< 0.002 s, voir Tableau 32). Cette première modélisation présente une erreur < 26 % dans le cas pire, et un écart entre les deux modèles (fréquentiel et temporel) de < 62 % (voir Figure 110). La modélisation de ce système et la conception de son organe de régulation optimisés peut s'avérer longue et compliquée notamment lorsqu'il existe des étapes de linéarisation du processus, comme il semble le cas. De plus, la conception d'un organe de commande fait sur mesure aurait nécessité d'une mise en place d'importants efforts en électronique (pour la gestion de la boucle), mais aussi de la structure mécanique du montage (pour éliminer le maximum de non-linéarités liées à la structure). L'exercice de paramétrisation et d'optimisation du système n'est donc malheureusement pas allé plus loin car il ne serait pas rentré dans les temps d'exécution de cette thèse. Bien que ses performances soient probablement limitées pour le problème qui nous concerne, le régulateur qui a donc été retenu est une commande de type *PID* mise en place grâce aux modules analogiques *SIM 960*. Son implémentation est discutée dans le paragraphe qui suit.

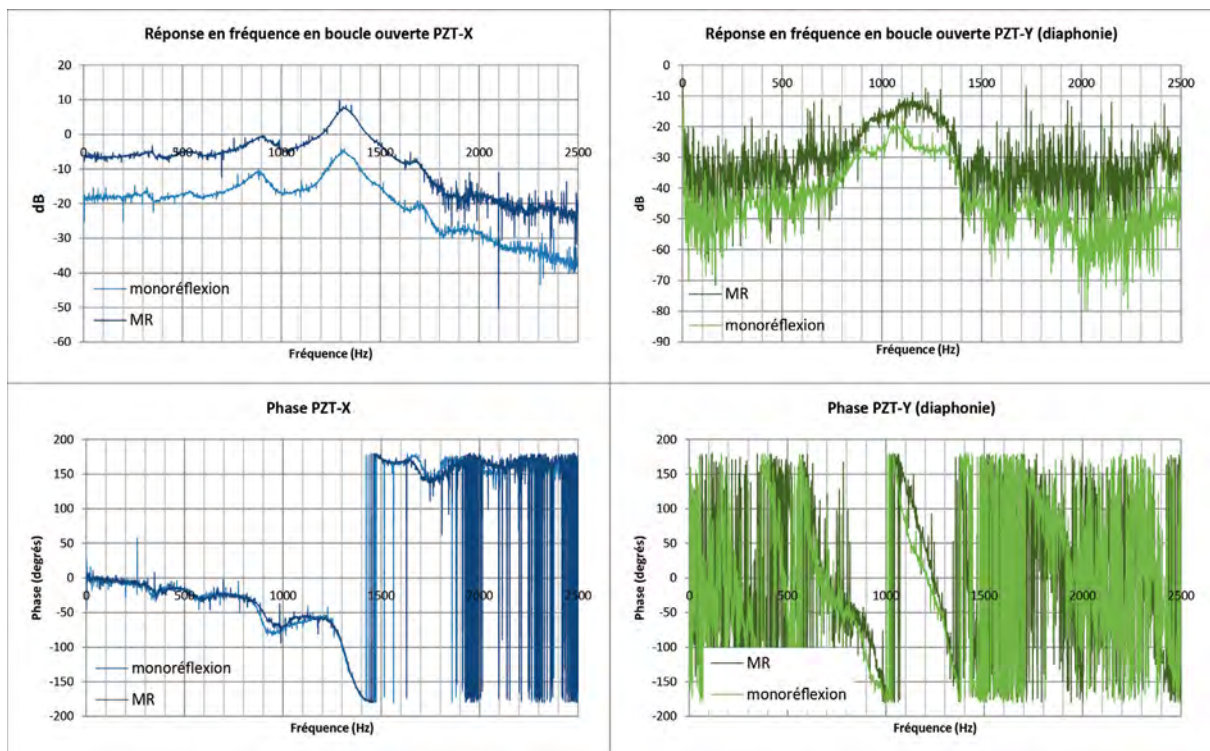


Figure 102. Réponse en fréquence (amplitude en dB et phase en degrés) des axes X et Y mesurée sur le capteur de position et pour une consigne sous forme de bruit blanc (amplitude 0.1 V, fréquence 2.5 kHz), envoyée sur l'axe X du piézo-actionneur. Les mesures ont été réalisées pour le système en multi-réflexion et en mono-réflexion.

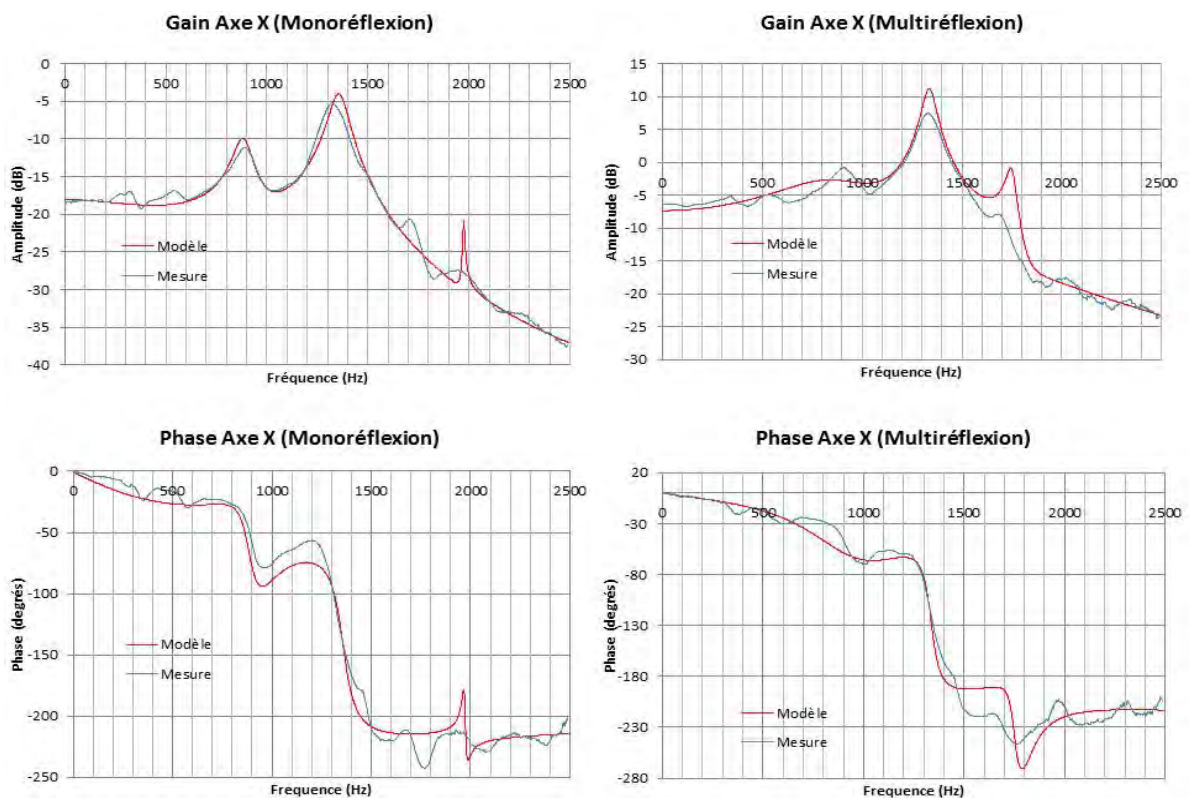


Figure 103. Identification de l'axe X de la platine de piézo-actionneurs : modèle analytique obtenu à partir de la réponse en fréquence mesurée (voir Figure 103).

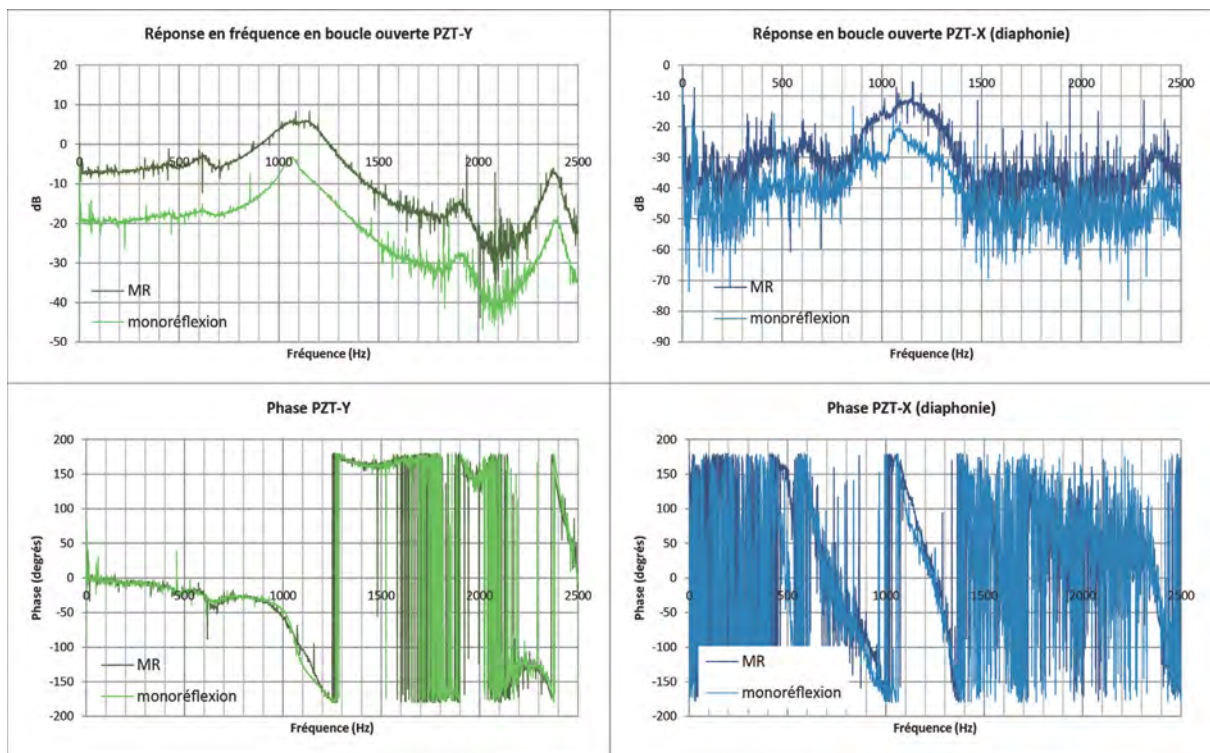


Figure 104. Réponse en fréquence (amplitude en dB et phase en degrés) des axes X (en bleu) et Y (en vert) mesurée sur le capteur de position et pour une consigne sous forme de bruit blanc envoyée sur l'axe Y du piézo-actionneur. Les mesures ont été réalisées pour le système en multi-réflexion et en mono-réflexion.

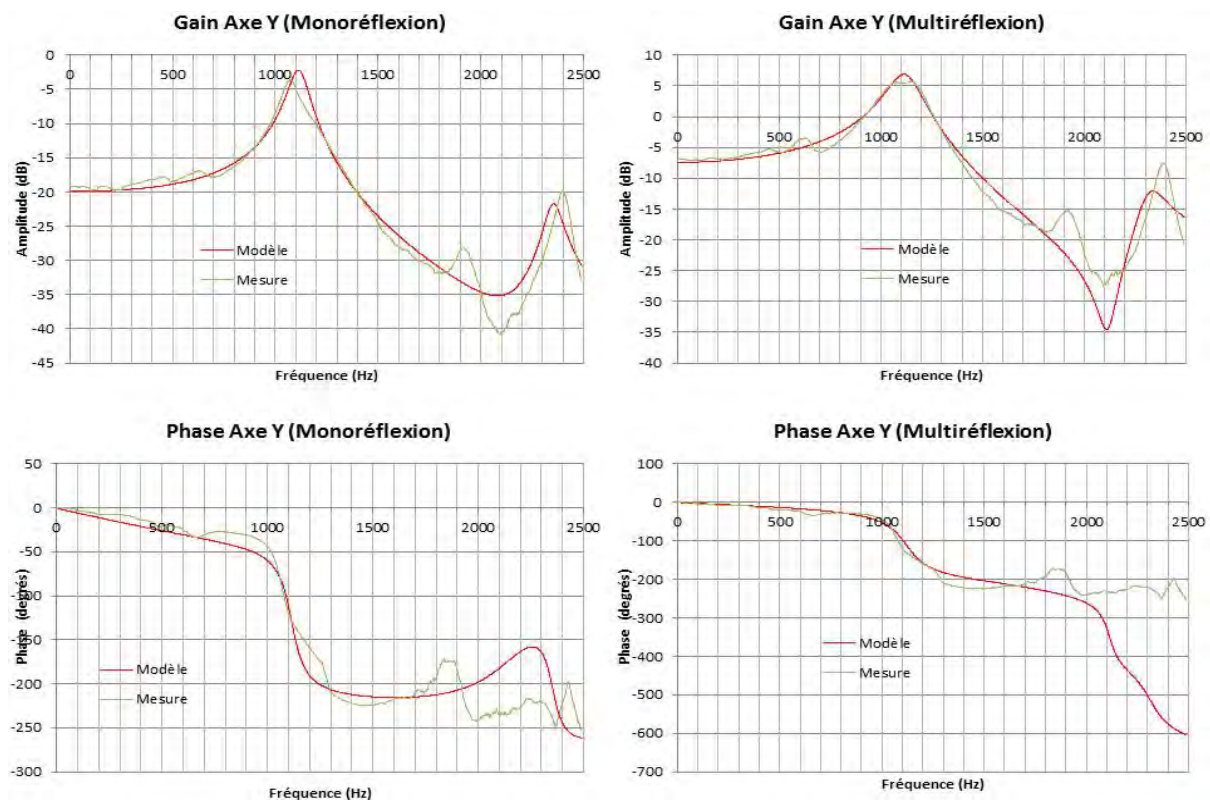


Figure 105. Identification de l'axe Y de la platine de piézo-actionneurs : modèle analytique obtenu à partir de la réponse en fréquence mesurée (voir Figure 105).

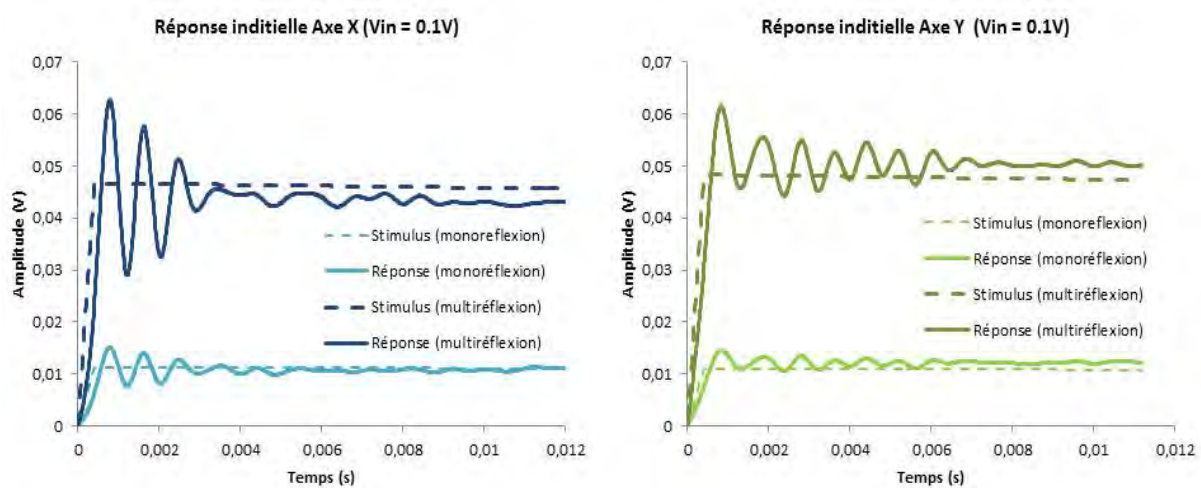


Figure 106. Réponses inditielles à des échelons d'amplitude $V_{in} = 0.1$ V pour chacun des axes de l'actuateur (axe X en bleu, axe Y en vert) mesurées sur le capteur de position. Le stimulus a été mis à l'échelle suivant les paramètres de conversion retrouvés dans le paragraphe 18.2.1.

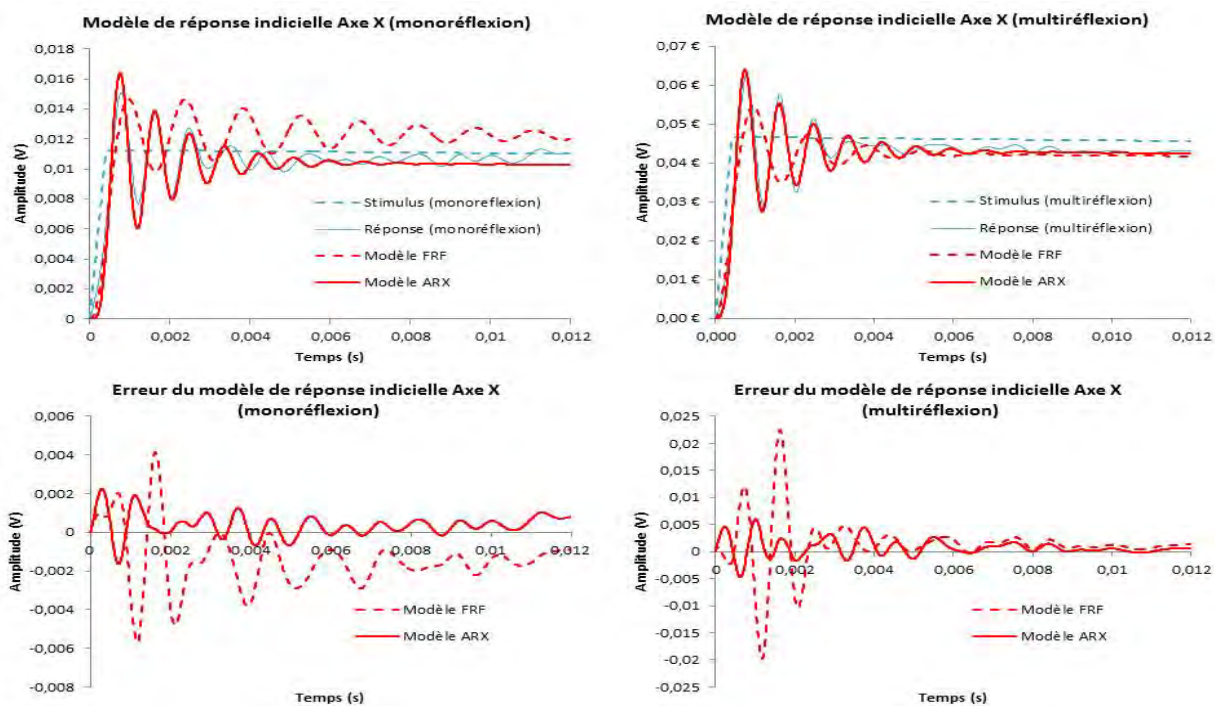


Figure 107. Modélisation de l'axe X du piézo actuateur. En haut : comparaison entre les modèles de réponse impulsionnelle obtenus par identification *FRF* (*Frequency Response Function*) analytique et par identification *ARX* de la réponse impulsionnelle en monoréflexion (à gauche) et multiréflexion (à droite). En bas : erreur obtenue sur chacun des modèles sur les systèmes en mono (erreur moyenne *ARX* ~ 4%; erreur moyenne *FRF* ~ 12%) et multi réflexion (erreur moyenne *ARX* ~ 1%; erreur moyenne *FRF* ~ 3%).

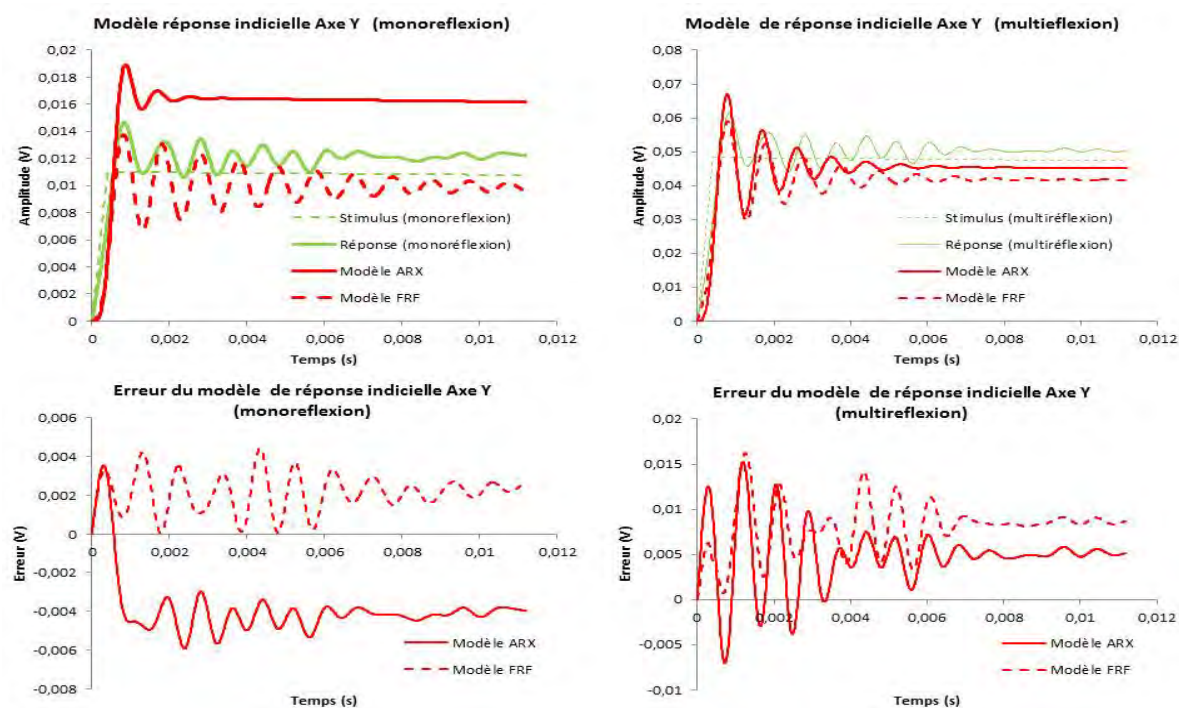


Figure 108. Modélisation de l'axe Y du piézo actuateur. En haut : comparaison entre les modèles de réponse impulsionnelle obtenus par identification *FRF* (*Frequency Response Function*) analytique et par identification *ARX* de la réponse impulsionnelle en monoréflexion (à gauche) et multiréflexion (à droite). En bas : erreur obtenue sur chacun des modèles sur les systèmes en mono (erreur moyenne *ARX* ~ 26%; erreur moyenne *FRF* ~ 22%) et multi réflexion (erreur moyenne *ARX* ~ 11%; erreur moyenne *FRF* ~ 20%).

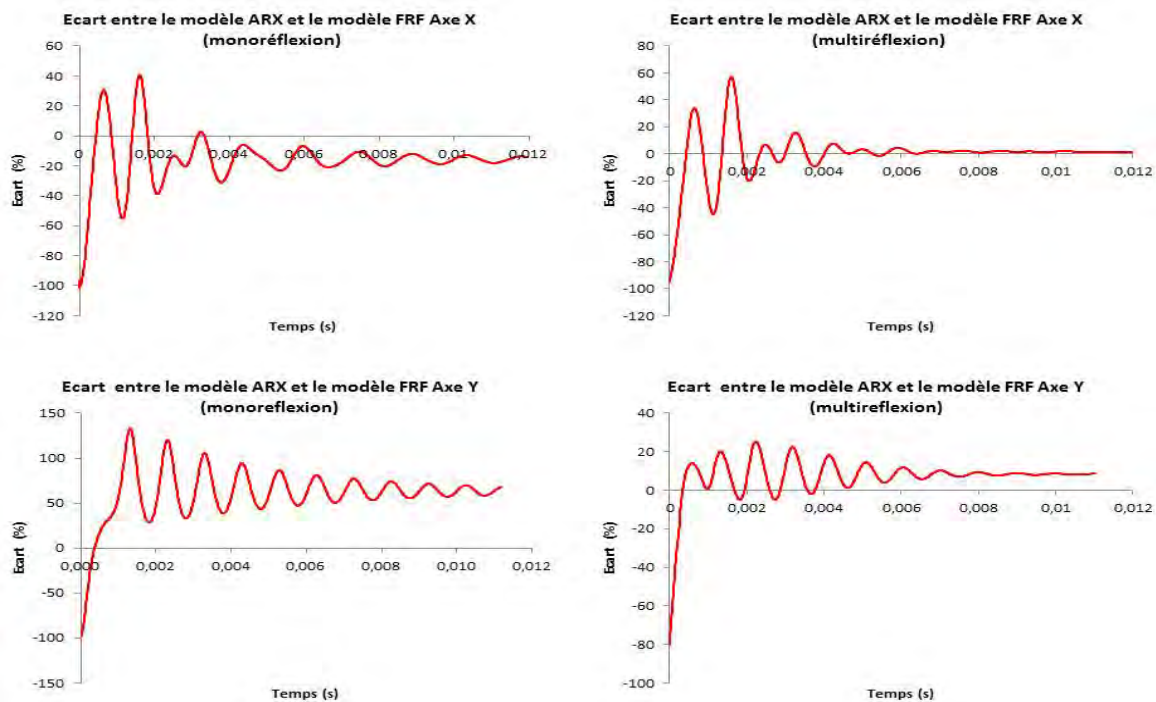


Figure 109. Ecart entre les modèles *FRF* et *ARX* identifiés : l'écart moyen pour l'axe X est de ~ 2 % (monoréflexion) et de ~ 16 % (multiréflexion) ; l'écart moyen pour l'axe Y est de ~ 62 % (monoréflexion) et de ~ 8 % (multiréflexion).

18.2.5. Réglage des paramètres de régulation PID

La méthode retenue pour la synthèse du régulateur est la méthode dite du point critique du processus basée sur les expériences de *Ziegler-Nichols (1942)*. Il s'agit d'une approche heuristique qui permet d'ajuster rapidement les paramètres des régulateurs en fonction des valeurs exprimées sur le Tableau 33.

Tableau 33. Réglage des paramètres PID selon la méthode développée par *Ziegler, J.G. et Nichols, N.B. (1942)*.

Contrôle	K_P	T_I	K_D
P	$K_u/2$		
PI	$2K_u/5$	$5/(4T_u)$	
PID	$3K_u/5$	$2/T_u$	$T_u/8$

Pour cela le module *SIM960* est d'abord bouclé sur un régulateur proportionnel pur. La limite de stabilité est obtenue en augmentant progressivement la valeur du gain jusqu'à obtenir une mesure pour laquelle le processus commence à osciller de manière permanente (voir Figure 111).

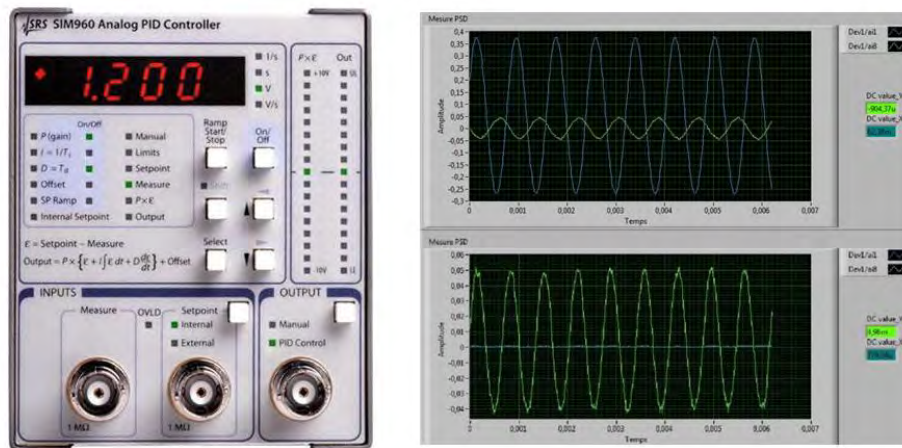


Figure 110. A gauche : module SIM 960 ; à droite : capture d'écran des réponses oscillatoires suite à l'incrément du gain linéaire du système à partir desquelles on obtient les paramètres du régulateur PID par la méthode Ziegler-Nichols.

On note alors cette valeur de gain critique K_u ainsi que la valeur de la période des oscillations T_u en secondes. Un régulateur PI fut implémenté dans le système. Ce choix combine les avantages du régulateur P : réaction rapide à l'écart de réglage ; et du régulateur I : compensation exacte de la grandeur pilote. L'action dérivée ne fut pas incorporée car la réponse en fréquence du système contient de nombreuses résonances à haut contenu fréquentiel (voir Figure 103 et Figure 105). Le gain K_D aurait par conséquent rendu le système instable car il procure un gain élevé aux hautes fréquences qui favorise l'amplification du bruit crée par des signaux parasites à haute fréquence au détriment du signal utile. Les paramètres de synthèse obtenus sur chacun des axes et calculés à partir des relations de Ziegler-Nichols figurent dans le Tableau 34.

Tableau 34. Paramètres PID obtenus pour chacun des axes grâce à la méthode empirique de Ziegler-Nichols.

CONFIGURATION	Axe X		Axe Y	
	K_P	T_I (Hz)	K_P	T_I (Hz)
Monoréflexion	1.48	1470	1.20	1250
Multi-réflexion	0.40	1470	0.35	1380

Dans la configuration en multi-réflexion, le gain proportionnel chute à 0.35 (comparé au $K_p = 1.48$ en mono-réflexion, soit un facteur ~ 4 entre les deux), il serait devenu impossible à régler pour une amplification plus élevée, car les modules SIM960 ne sont pas suffisamment précis. La Figure 113 montre les réponses théoriques à un échelon unitaire calculées à partir des coefficients empiriques mesurés, et des modèles obtenus dans le paragraphe 18.2.4. La commande est atteinte mais la boucle présente une allure « bruitée » en début de réponse. Cet effet est plus important dans l'axe Y, et diminue avec la configuration en multi-réflexion. D'après les courbes, et comme prédit le paragraphe précédent, la boucle n'est pas conforme à la spécification demandée. La mesure de la rapidité peut être obtenue par le temps nécessaire à atteindre un certain voisinage de la valeur asymptotique de la réponse indicielle et d'y rester. Ces voisinages sont souvent considérés entre 10% - 4% de la valeur asymptotique. En prenant le cas moins contraignant (10 %) la rapidité maximum pouvant être atteinte par ce réglage est de 10 ms alors que la valeur spécifiée est de < 4 ms.

La Figure 112 montre la stabilité des signaux pendant les mesures nocturnes. Bien que d'après les résultats du paragraphe 18.2.4 le régulateur *PI* ait sûrement des performances limitées, le comportement long terme semble correct. Le bruit mesuré sur le détecteur est du même ordre que le bruit nominal caractérisé dans le paragraphe 18.2.1, la mesure de la sortie d'erreur sur le détecteur de position devient stable, et aucune dérive angulaire n'est observée (cf. Figure 95 du paragraphe 18.2.1). Pendant les mesures nocturnes en multi-réflexion, un événement de nature non déterminée s'est produit entre les 4 h (15 000 s) et les 7.5 h (27 000 s) d'acquisition. Si l'on observe les mesures sur les détecteurs en quadrature de phase (cf. Figure 80 du paragraphe 18.1.1) un changement de sens dans le défilement des franges c'est produit pendant le même intervalle de temps de mesure.

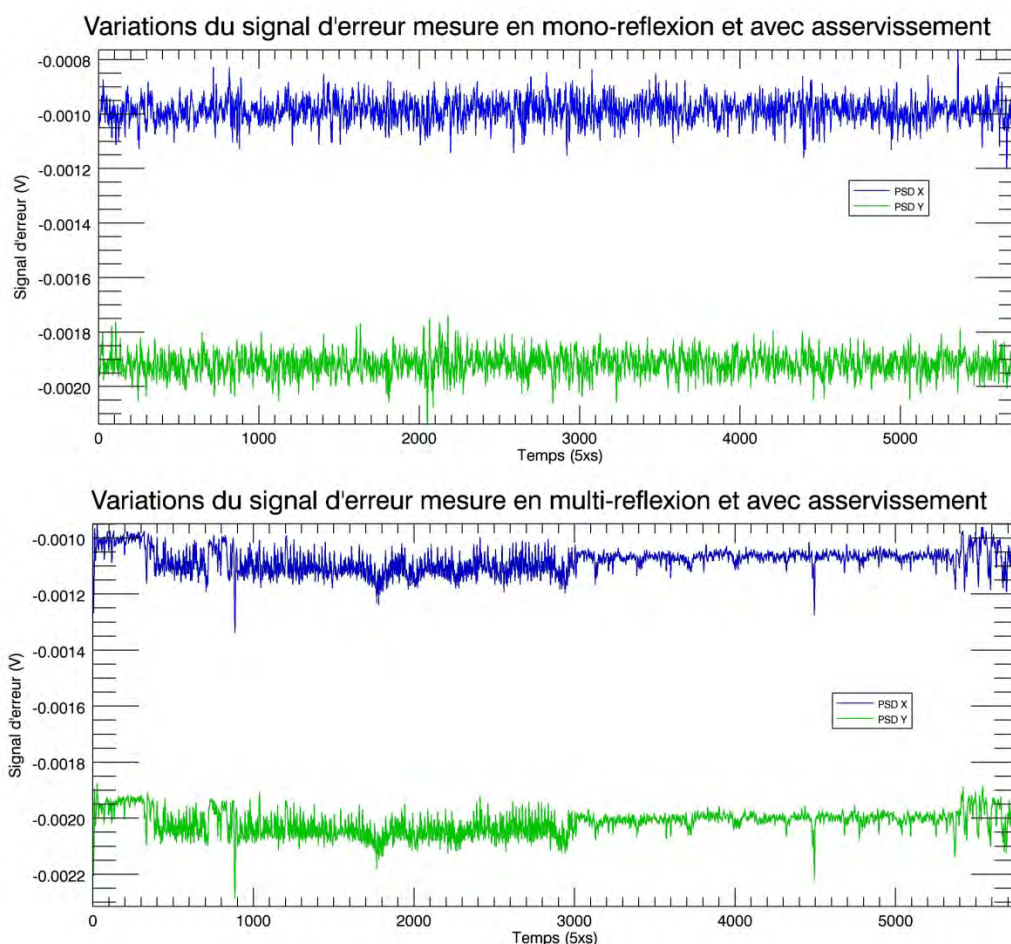


Figure 111. Mesures nocturnes du système avec asservissement pour les configurations en mono-réflexion (en haut) et en multi-réflexion (en bas). Ces acquisitions ont été réalisées avec le même échantillonnage, et pour la même durée que les mesures sans asservissement représentées sur la Figure 95. La campagne de mesures a été réalisée dans les conditions décrites par le paragraphe 18.1.1 (voir aussi Figure 80).

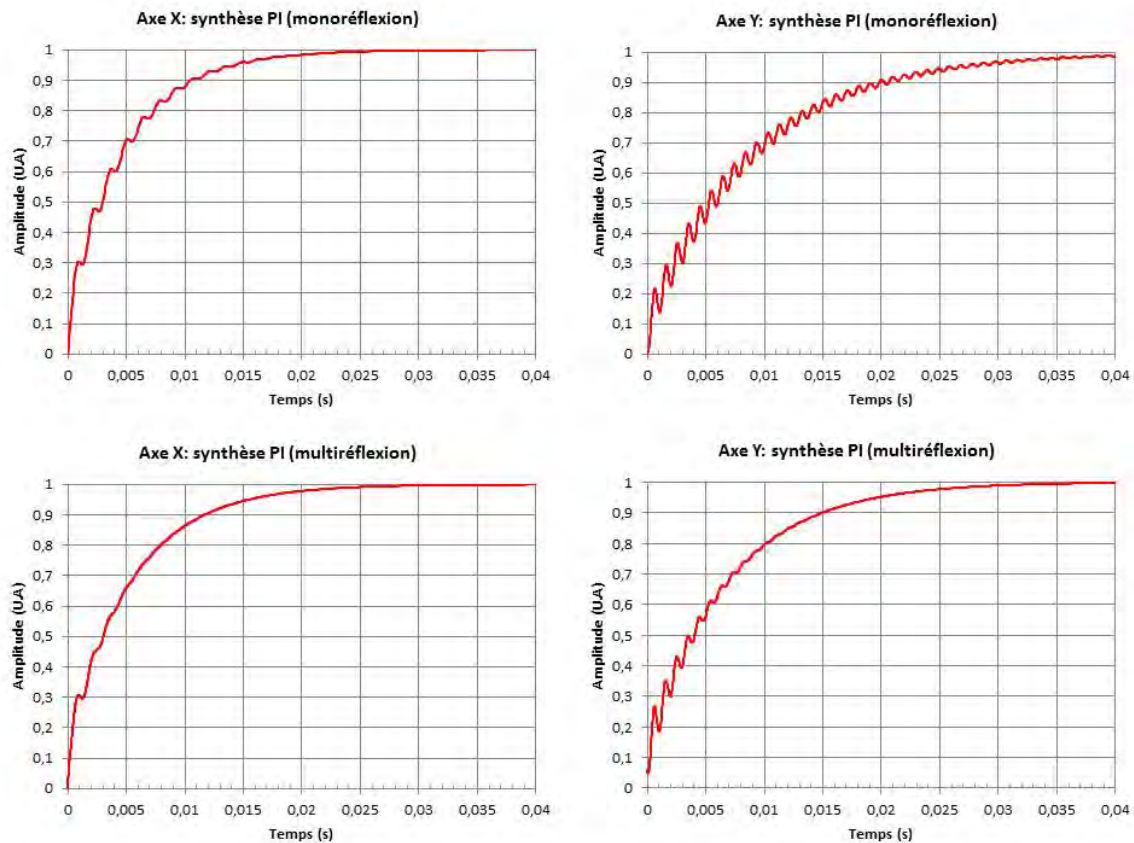


Figure 112. Réponse théorique de l'organe de commande *PI* à partir des modèles identifiés dans le paragraphe 18.2.4, et synthétisé avec les paramètres empiriques du Tableau 34 à une perturbation de type échelon

18.3. CARACTERISATION DE LA COURSE DE LA PLATINE

18.3.1. Caractérisation angulaire

Un premier test permet d'estimer les déviations parasites qui se produisent lors du mouvement de translation du miroir, suite à des défauts de réglage, et/ou dans le mécanisme de déplacement de la platine de translation. La Figure 114 et la Figure 115 représentent les valeurs de déviations angulaires qui se produisent pendant une course d'aller-retour de distance nominale (soit $1\,830.928\ \mu\text{m}$, cf. Tableau 15). On observe un double effet sur ces mesures. D'une part la présence d'une pente qui indique l'existence d'un mauvais alignement entre l'axe optique et l'axe de déplacement. D'autre part une petite modulation périodique qui semble se produire tous les environ $0.5\ \text{mm}$ de course (voir Figure 115) et dont l'effet, comme attendu, se voit amplifié de $2N = 4$. Ceci est visuellement corroboré dans la Figure 116, qui montre le détail des mesures de l'erreur du signal sur le détecteur de position pendant une course nominale sans asservissement.

Le premier effet est dû à une erreur en cosinus suite à un défaut de l'alignement en auto-collimation : la direction de translation du miroir ne se fait pas de façon colinéaire au faisceau incident ce qui se traduit par un déplacement du *spot* sur la surface du détecteur lors du mouvement. Ce défaut peut se voir amplifié par des mauvais alignements au niveau du cube séparateur *BS1* (cf. paragraphe 14.2.1), et dans le cas de la configuration en multi-réflexion, à cause d'un mauvais réglage entre les deux miroirs. L'amplitude de cette erreur toute

causes cumulées est de $\pm 6 \mu rad$ dans l'axe X et de $\pm 11 \mu rad$ dans l'axe Y pour le système en configuration classique (voir Figure 114). Le temps n'a pas permis de refaire des mesures de correction de cette erreur systématique qui aura un impact (cf. paragraphe 14.1.3) sur la différence de marche calculée. La Figure 115 montre les mesures sur le système en multi-réflexion. Les erreurs d'amplitude lorsque les mesures sont recalées au facteur $2N = 4$ réglé se superposent parfaitement au cas précédent, l'amplitude de déviation retrouvée est donc aussi de $\pm 6 \mu rad$ dans l'axe X et de $\pm 11 \mu rad$ dans l'axe Y . Cet effet est donc dû à un défaut de parallélisme du système de guidage de la platine. L'incertitude théorique sur la totalité de la course nominale due à ce mauvais réglage sera, d'après la relation (80), inférieure au nanomètre dans les deux cas.

Dans le deuxième cas on pourrait supposer que la période des sauts observés tous les environ $0.5 mm$ se correspond à des erreurs dues au mécanisme de translation de la platine qui se produisent tous les tours de vis (le pas de vis est de $0.5 mm$ selon la note du fabricant, cf. Tableau 24). Si l'on soustrait la droite qui s'ajuste le mieux à ces données, leur amplitude est de $\pm 5 \mu rad$ dans les deux cas mesurés (voir Figure 116).

La Figure 117 montre les données brutes de mesure de la différence de marche optique obtenues pendant une course nominale avec et sans régulation PI . La présence d'un offset systématique sur x_0 et y_0 après asservissement met en évidence l'existence du décalage angulaire mesuré.

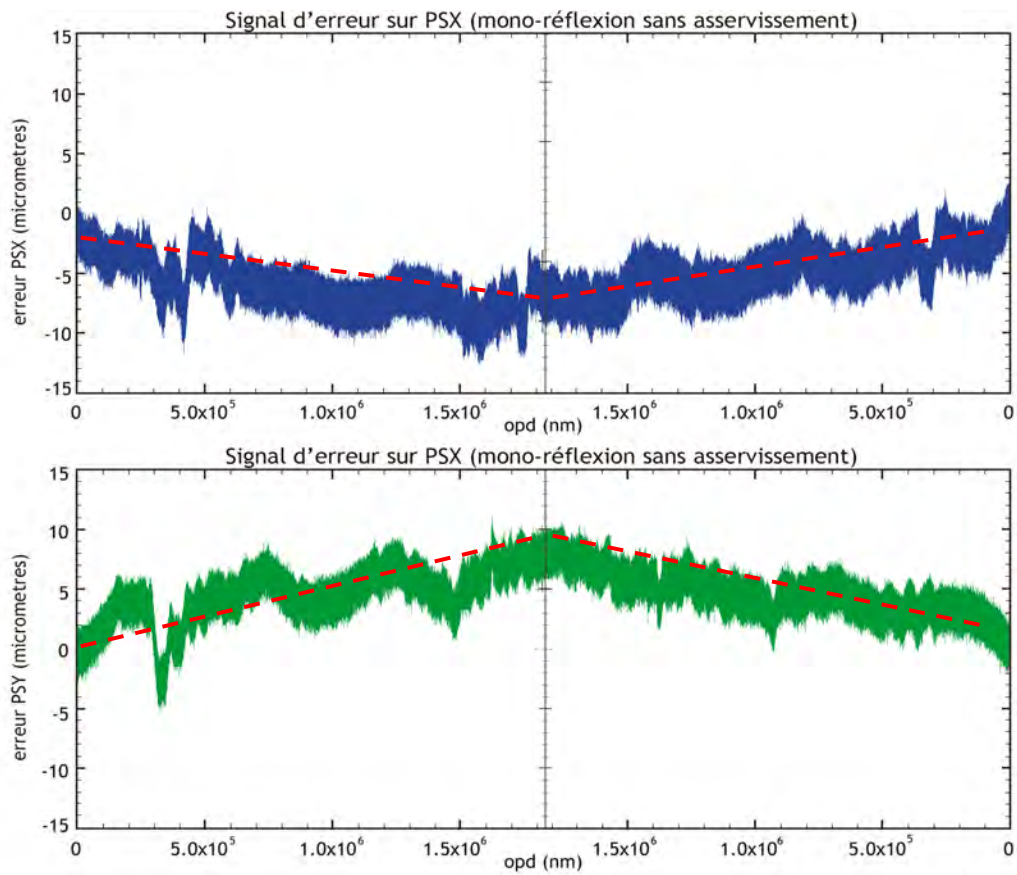


Figure 113. Déviations angulaires mesurées en mono-réflexion exprimées en micromètres sur la surface du détecteur de position, en fonction de la course d'échantillonnage du miroir correspondant à une différence de marche optique et vitesse nominales. La courbe bleue représente l'axe X mesuré sur le détecteur de position, alors que la courbe verte représente l'axe Y.

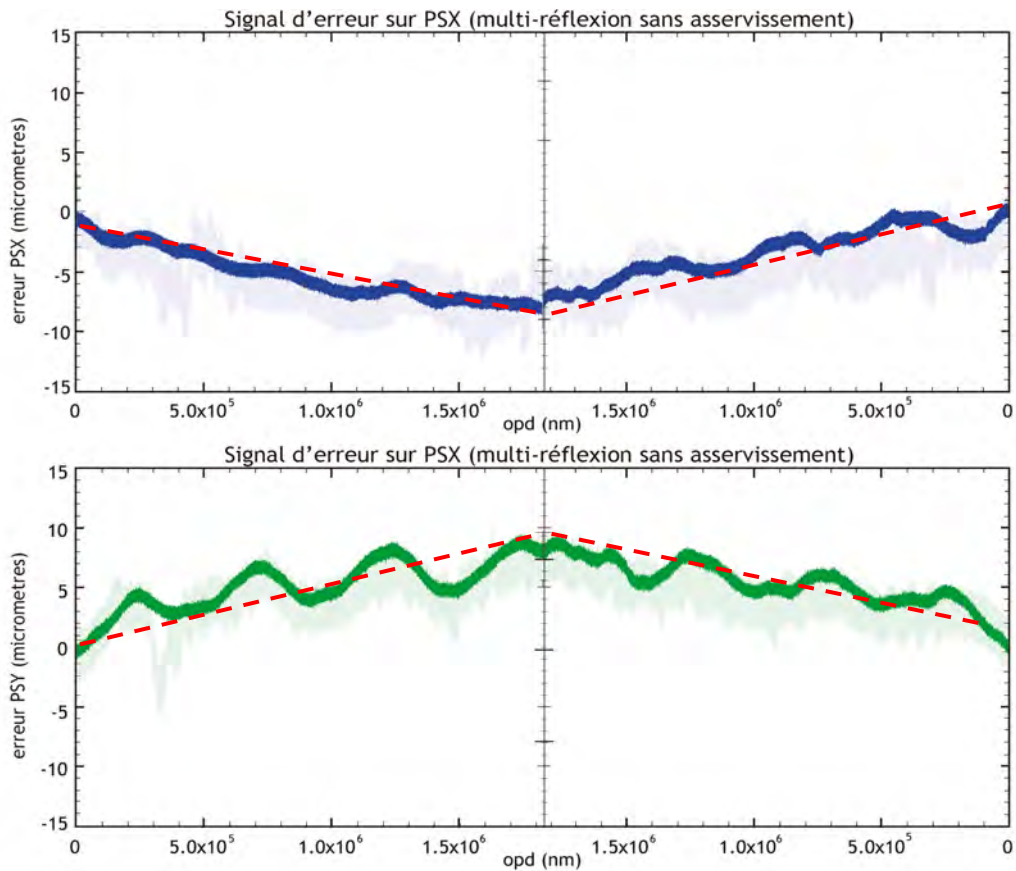


Figure 114. Déviations angulaires mesurées en multi-réflexion exprimées en micromètres sur la surface du détecteur de position, en fonction de la course d'échantillonnage du miroir correspondant à une différence de marche optique et vitesse nominales. La courbe bleue représente l'axe X mesuré sur le détecteur de position, alors que la courbe verte représente l'axe Y. Les mesures en multi-réflexion ont été recalées au facteur d'amplification réglé $2N = 4$. Ces mesures sont en accord total avec les résultats obtenus dans le cas classique (superposé en couleur claire sur chacune des deux graphiques).

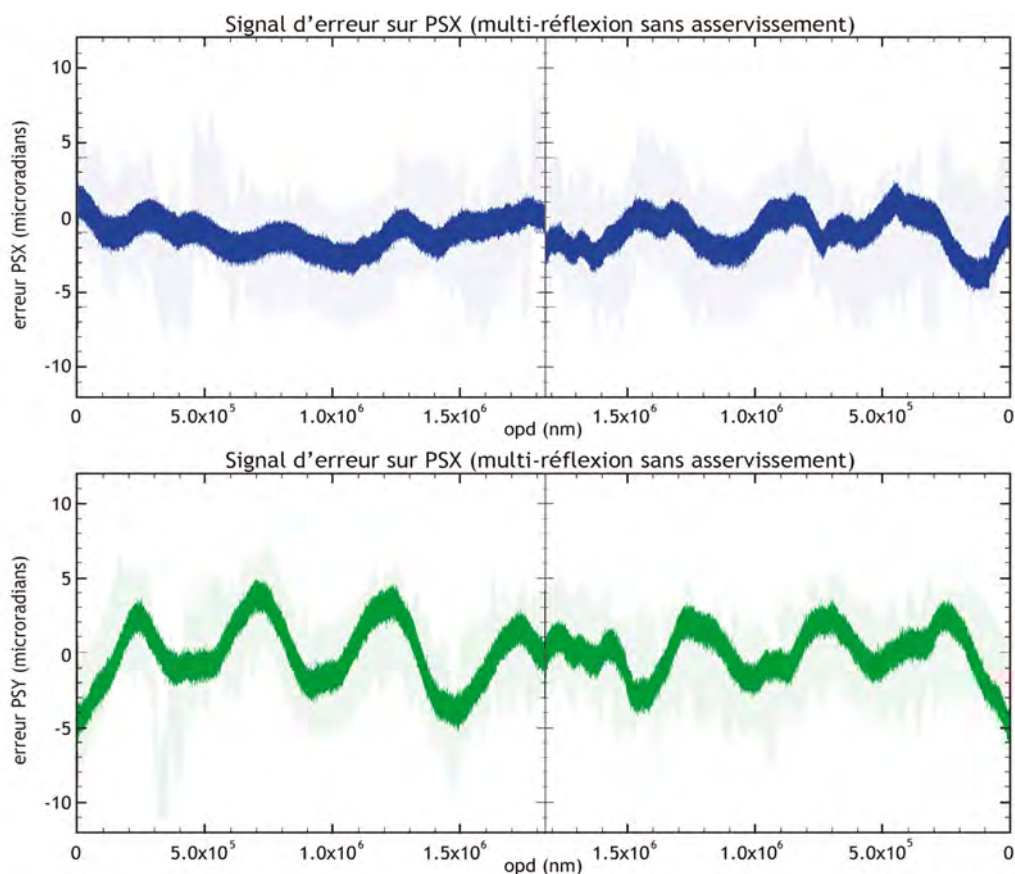


Figure 115. Déviations angulaires induites par les effets de tangage et de lacet induits par la platine de translation pendant la course du miroir. Les déviations en multi-réflexion (représentées en μrad par les courbes bleue – axe X- et verte –axe Y-) ont été mises à l'échelle après soustraction des droites de meilleur ajustement obtenues dans les mesures représentées dans la Figure 115. Les mesures en configuration en mono-réflexion sont superposées (en couleur claire) après soustraction des droites de meilleur ajustement obtenues dans les mesures représentées par la Figure 114. Elles présentent un très bon accord entre elles, et montrent l'existence d'une erreur angulaire systématique dans la platine qui se reproduit tous les 0.5 mm .

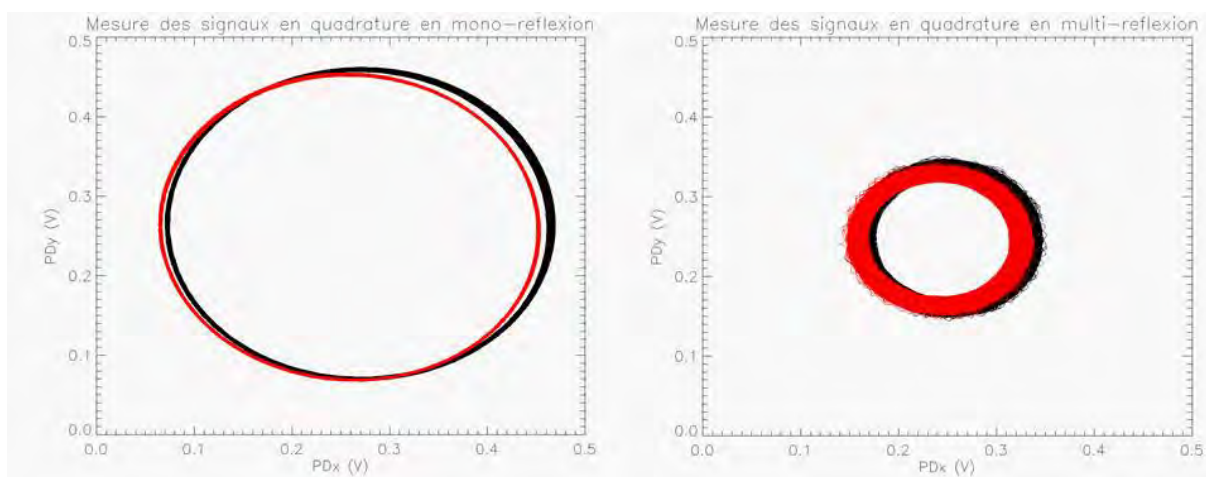


Figure 116. Mesures brutes des signaux en quadrature en configuration classique (à gauche) et en multi-réflexion (à droite): en noir la courbe représente la mesure sans asservissement ; en rouge la courbe représente la mesure avec asservissement.

18.3.2. Caractérisation de la différence de marche optique

18.3.2.9 Mesures sans asservissement

La Figure 118 et la Figure 119 représentent l'erreur moyenne sur la ddm calculée (différence entre la course mesurée et la droite d'ajustement des données) en fonction de la course et pour chacune des deux configurations sans asservissement. On observe dans les deux cas des variations systématiques de cette erreur tous les 0.5 mm . Cette erreur se reproduit au même endroit où sont observés les sauts angulaires sur les axes X et Y du détecteur de position. Leur amplitude est d'environ $\pm 1 \text{ 800 nm P-V}$ dans les deux cas étudiés (mono et multi réflexion). La Figure 120 montre l'erreur, le bruit, et les densités spectrales du bruit mesurées en fonction du temps sur l'échantillonnage et sur les sorties du détecteur de position. Malgré l'erreur de nature systématique liée au mécanisme de translation de la platine, le bruit de mesure sur la ddm est inférieur à 0.5 nm rms dans les deux cas étudiés. On distingue trois régimes. Dans la région de basses fréquences ($< 3 \text{ Hz}$) c'est les variations mécaniques et thermiques qui dominent, en provoquant des rotations sur les miroirs. A ces fréquences là on distingue très bien l'erreur systématique qui apparaît non seulement dans les densités spectrales de l'erreur, mais aussi sur chacun des axes (X et Y) du spectre à la sortie du détecteur de position. Une deuxième région semble suivre une loi $1/f$ pour la bande entre 2 et 1 000 Hz . Les vibrations des miroirs ou de l'air entre les miroirs sont mesurées. La signature de la raie du laser apparaît tous les $2f$ (soit environ à 570 Hz) suite à la présence de non-linéarités résiduelles de deuxième ordre périodiques dans le système (Wu, 2002). Comme on a vu, les non linéarités sont issus des effets combinés d'un « mauvais montage » (désalignement des composants polariseurs) des imperfections dans les polarisations composants optiques et de la source (présence d'une certaine ellipticité) mais aussi de l'existence de réflexions parasites (à cause des effets combinés des deux premiers points). Bien que les non linéarités de premier sont pratiquement éliminés grâce à l'algorithme de correction de phase il n'est sûrement pas possible de se débarrasser des effets au deuxième ordre ($\propto \cos^2$). Les fuites de polarisation et réflexions parasites dans le système de détection angulaire sont aussi une possible explication de cet effet au niveau du détecteur de position (Wu, 2002). La troisième région au-delà des 1 000 Hz est dominée par les bruits électroniques et de détection. La Figure 121 représente les courbes de répétabilité obtenues sur les six mesures réalisées dans chacune des deux configurations qui résulte être de 200 nm P-V (environ 16 nm rms) en mono-réflexion et de 250 nm P-V (environ 16 nm rms) en multi-réflexion. Il y a un effet de nette amélioration lorsque le miroir fait la course de

retour à la position initiale. La répétabilité est alors d'environ 8 nm rms , mais cet effet reste pour l'instant pas compris.

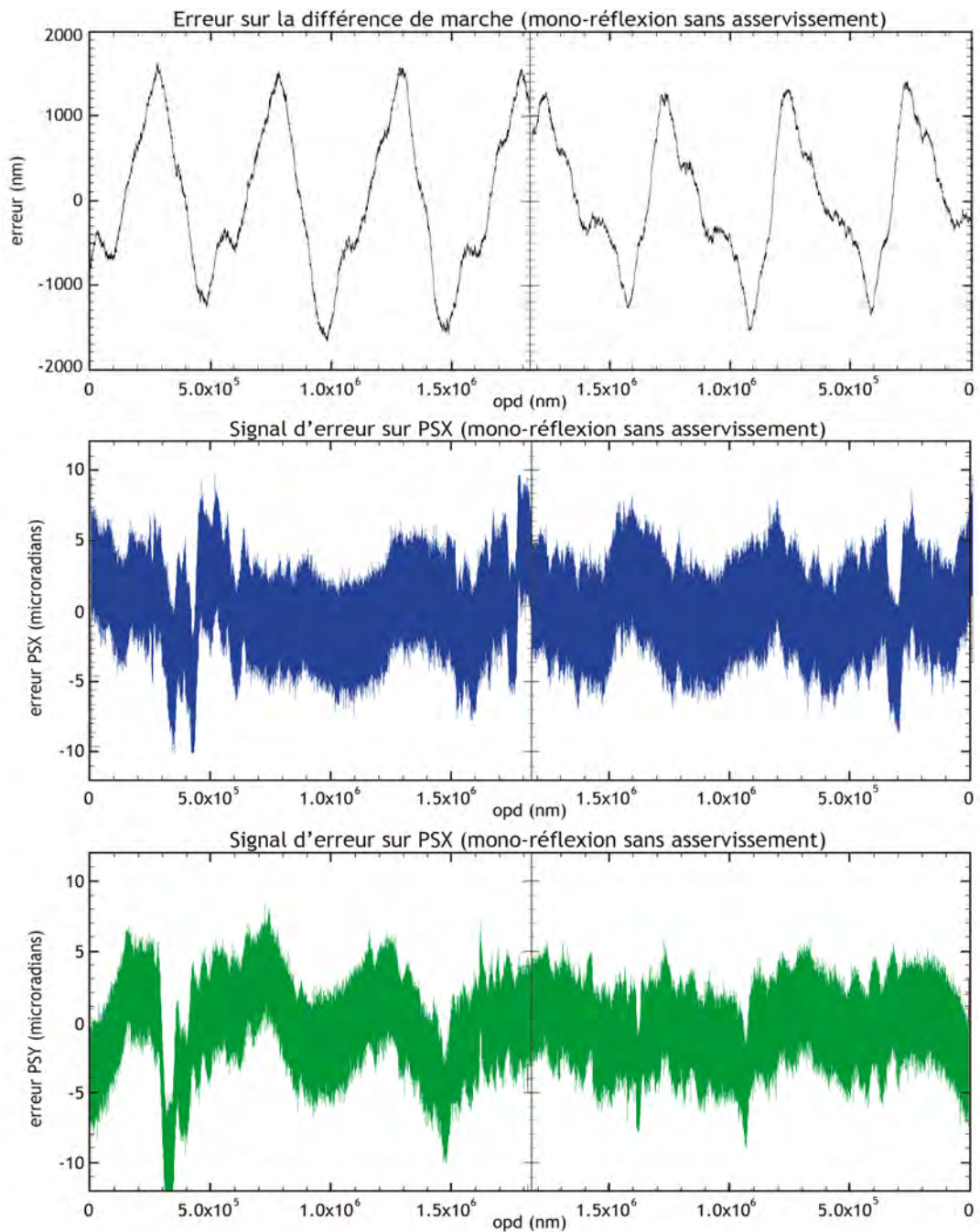


Figure 117. De haut en bas : mesure de l'écart entre la différence de marche mesurée en nm et la droite d'ajustement idéale en fonction du déplacement du miroir (exprimé en nm); mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en mono réflexion et sans boucle de régulation.

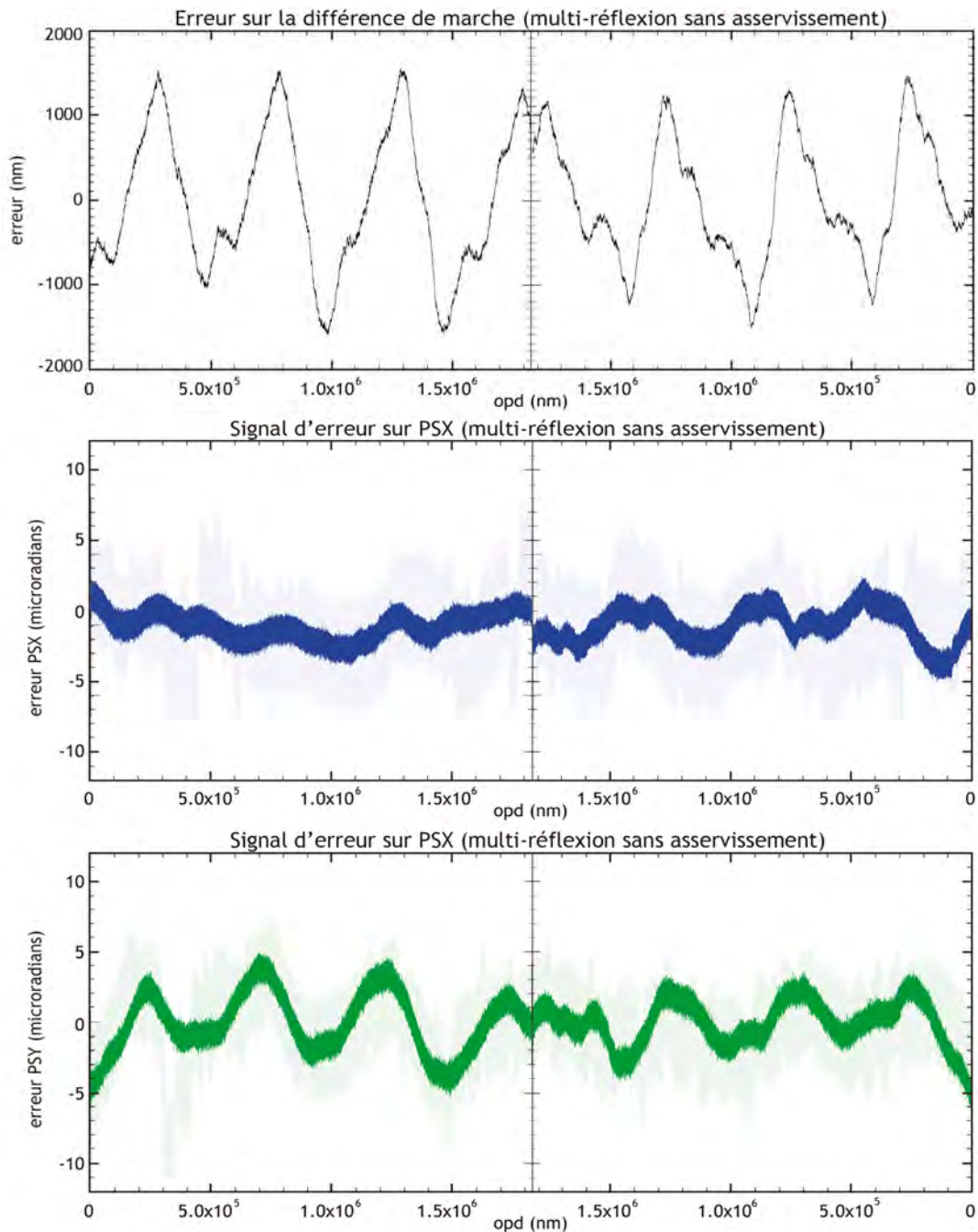


Figure 118. De haut en bas : mesure de l'écart entre la différence de marche mesurée e *nm* et la droite d'ajustement idéale en fonction du déplacement du miroir (exprimé en *nm*); mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en multi réflexion et sans boucle de régulation.

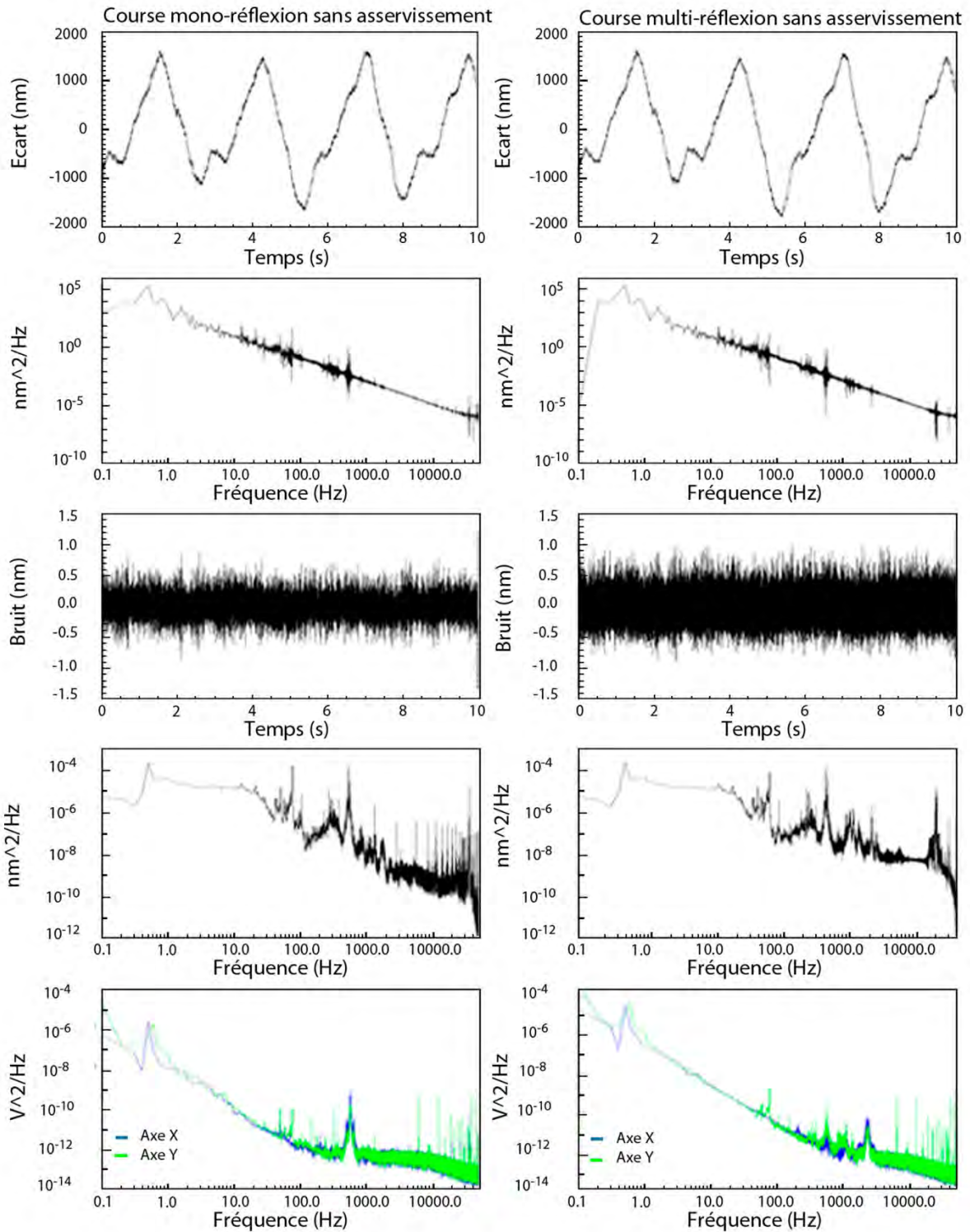


Figure 119. De haut en bas : erreur mesurée sur la *ddm* ; spectre de d'erreur mesurée sur la *ddm*; *ddm* filtrée par un filtre à différence seconde (dérivée) ; densité spectrale du bruit ; densité spectrale en sortie du signal d'erreur du détecteur de position. Ces mesures se correspondent aux tests réalisés sans asservissement.

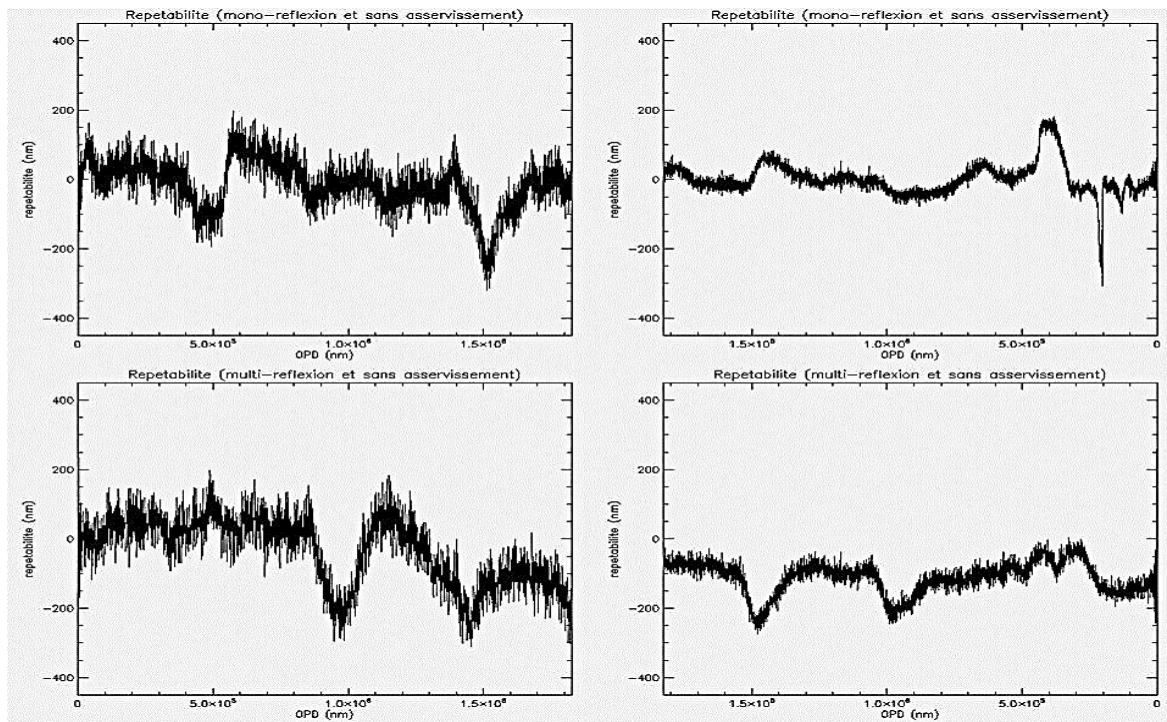


Figure 120. Répétabilité de la course du miroir en mono-réflexion et multi-réflexion et sans asservissement.

18.3.2.10 Mesures avec asservissement

Tout comme pour le paragraphe précédent, la Figure 122 et la Figure 123 représentent l'erreur moyenne sur la ddm calculée (différence entre la course mesurée et la droite d'ajustement des données) en fonction de la course et pour chacune des deux configurations avec asservissement. L'asservissement n'a pas d'effet sur les erreurs systématiques observées, dont l'amplitude reste inchangée. Le signal d'erreur sur le détecteur de position est néanmoins corrigé. La stabilité angulaire obtenue est alors de $\pm 3.5 \mu\text{rad}$ pour le système en configuration classique, et de $\pm 0.9 \mu\text{rad}$ pour le système en configuration en multi-réflexion valeurs qui sont en total accord avec les spécifications du Tableau 22. Cette amélioration se voit corroborée par les courbes de la Figure 124 : bien que les niveaux de bruit sur la ddm restent inchangés par rapport à ceux étudiés dans les expériences non-asservies, l'analyse fréquentielle du signal d'erreur en sortie du détecteur de position on peut dire que l'asservissement réduit les niveaux de bruit jusqu'à quatre ordres de magnitude par rapport au cas sans asservissement malgré l'existence du défaut de mécanisme qui persiste. Ce défaut, est présent tous les tours de vis du moteur spécifié à 0.5 mm par le fabricant.

En ce qui concerne les répétabilités on observe aussi une légère amélioration car les valeurs passent à être de 150 nm P-V (et environ 16 nm rms) pour la configuration en mono-réflexion et 100 nm P-V (environ 8 nm rms) dans la configuration en multi-réflexion (voir Figure 125). Tout comme dans le cas sans asservissement, le retour à la position initiale du miroir semble être moins bruité avec une répétabilité de l'ordre de 4 nm rms .

Une fois que les données brutes ont été traitées et ajustées selon la procédure décrite dans le paragraphe 18.1.3, on peut procéder aux calculs d'estimation de la différence de marche. Tout comme pour le paragraphe 18.1.2. Les résultats de l'analyse effectuée sur l'ensemble

des tests sont résumés dans le Tableau 35. De manière générale on pourra dire que les non-linéarités dues aux offsets sont améliorées par rapport au système non asservi. Les autres effets systématiques restent inchangés. En particulier, les pentes observées sur les amplitudes en multi-réflexion n'ont pas pu être compensées ce qui exclut l'effet d'un désalignement angulaire comme cause de cette dégradation. L'efficacité de la surface sur les bords des miroirs se retrouve peut être à l'origine de cet erreur car en multi-réflexion la surface de miroir est balayée horizontalement pendant le déplacement du miroir.

Tableau 35. Moyennes et erreurs *rms* calculées pour les paramètres x_0 , y_0 , Ax , Ay , et p_0 de l'ellipse pendant une course nominale en mono-réflexion et multi-réflexion avec asservissement. (1) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens positif de la course ; (2) : valeurs des paramètres mesurés dans le sens négatif de la course. Les valeurs ont été calculées à partir de la normalisation de données (cf. équation 100).

(1)	x_0 (V)	y_0 (V)	Ax	Ay	p_0 (degrés)
	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur
Mono	0.00232 ± 12.93%	0.00328 ± 8.66%	1.4218 ± 0.07%	1.4068 ± 0.07%	-0.0162 ± 1.85%
MR	0.00124 ± 22.18%	-0.00099 ± 30.27%	1.4245 ± 8.00%	1.4020 ± 7.63%	-0.0074 ± 12.10%
(2)	x_0 (V)	y_0 (V)	Ax	Ay	p_0 (degrés)
	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur	moyenne/erreur
Mono	0.00001 ± 100%	-0.00161 ± 20.03%	1.4146 ± 0.06%	1.4137 ± 0.06%	-0.0229 ± 1.67%
MR	-0.00222 ± 12.89%	-0.00078 ± 34.74%	1.4172 ± 8.37%	1.4100 ± 3.72%	-0.0180 ± 7%

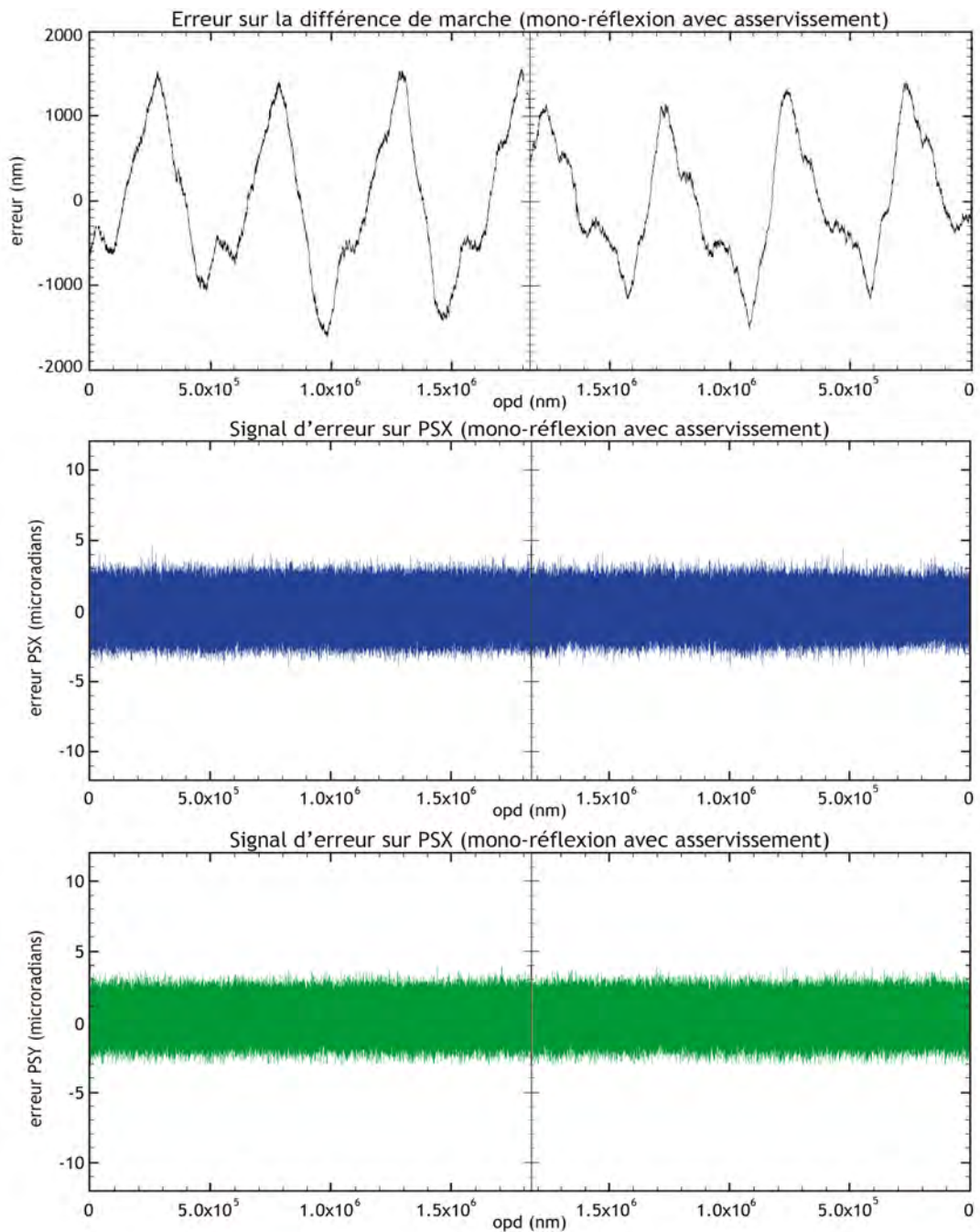


Figure 121. De haut en bas : mesure de l'erreur entre la différence de marche mesurée et la droite d'ajustement idéale ; mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position ; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en mono réflexion et avec boucle de régulation.

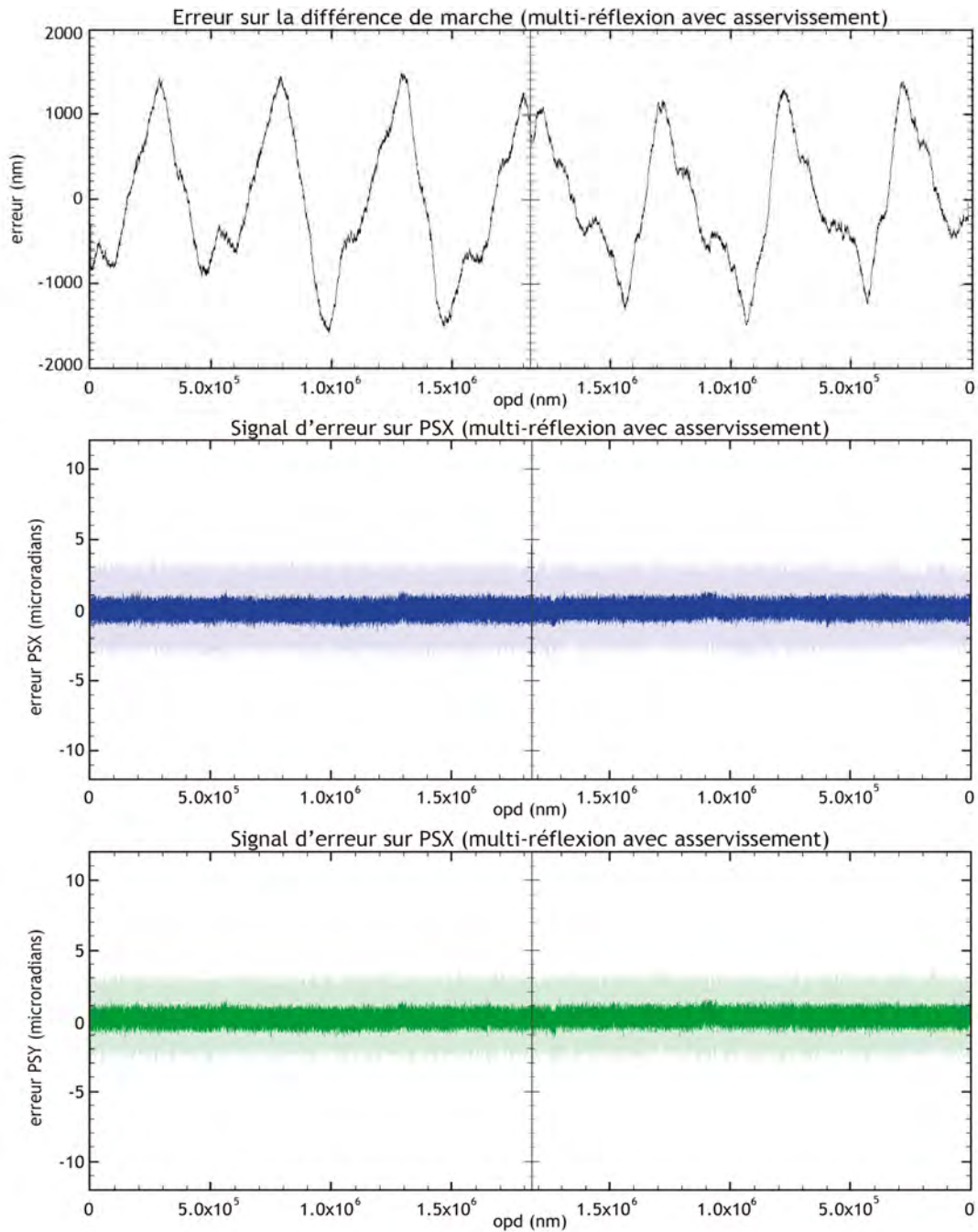


Figure 122. De haut en bas : mesure de l'erreur entre la différence de marche mesurée et la droite d'ajustement idéale ; mesure du signal d'erreur sur l'axe X du détecteur de position ; mesure du signal d'erreur sur l'axe Y du détecteur de position, pour la configuration en multi réflexion et avec boucle de régulation.

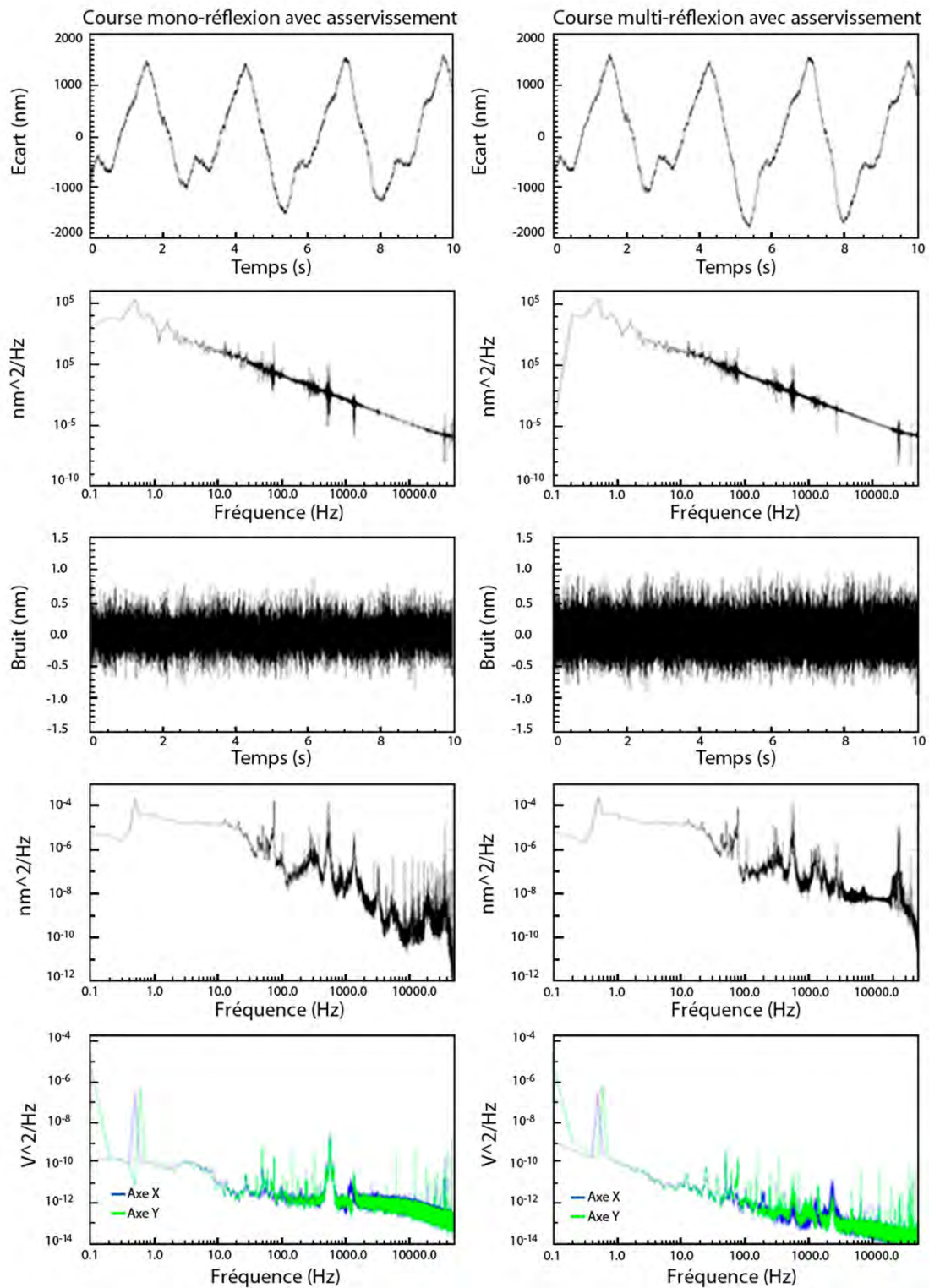


Figure 123. De haut en bas : erreur mesurée sur la *ddm* ; spectre de l'erreur mesurée sur la *ddm* ; *ddm* filtrée par un filtre à différence seconde (dérivée) ; densité spectrale du bruit ; densité spectrale en sortie du signal d'erreur du détecteur de position. Ces mesures se correspondent aux tests réalisés sans asservissement.

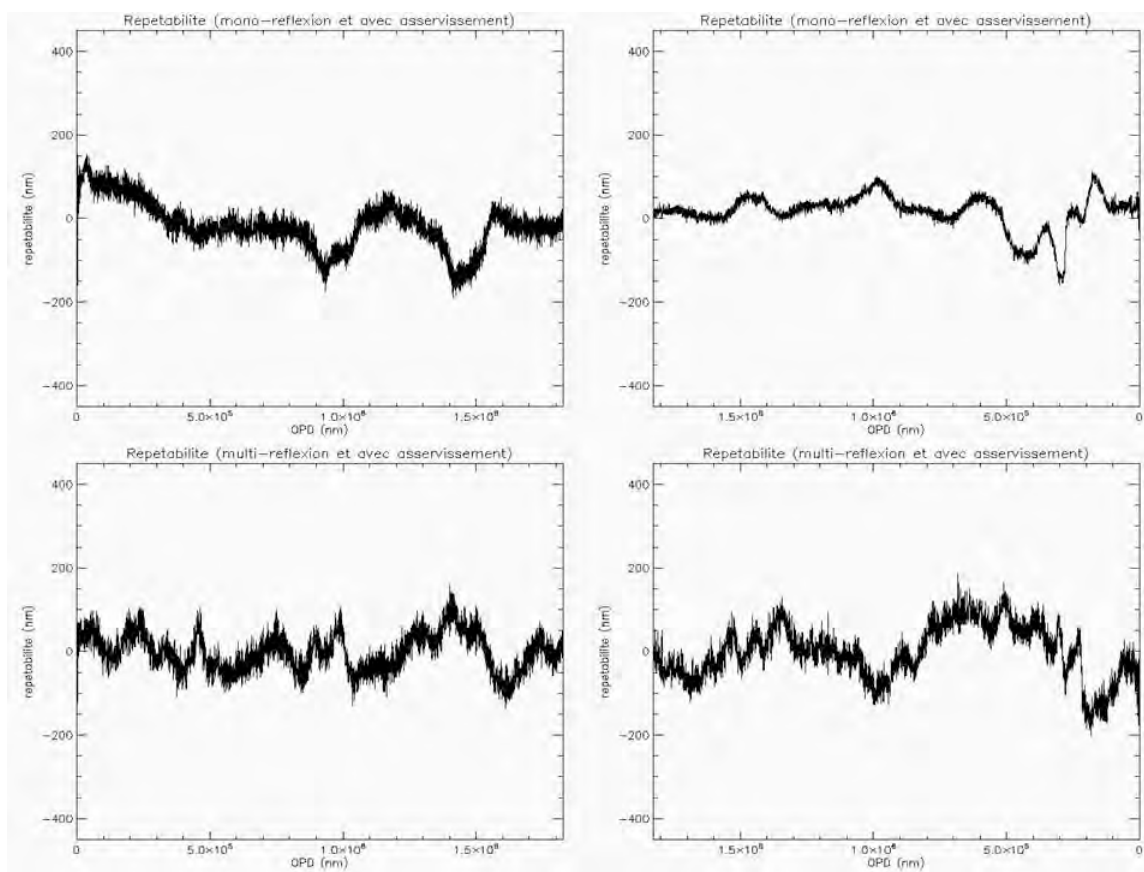


Figure 124. Répétabilité de la course du miroir en mono-réflexion et multi-réflexion et avec asservissement.

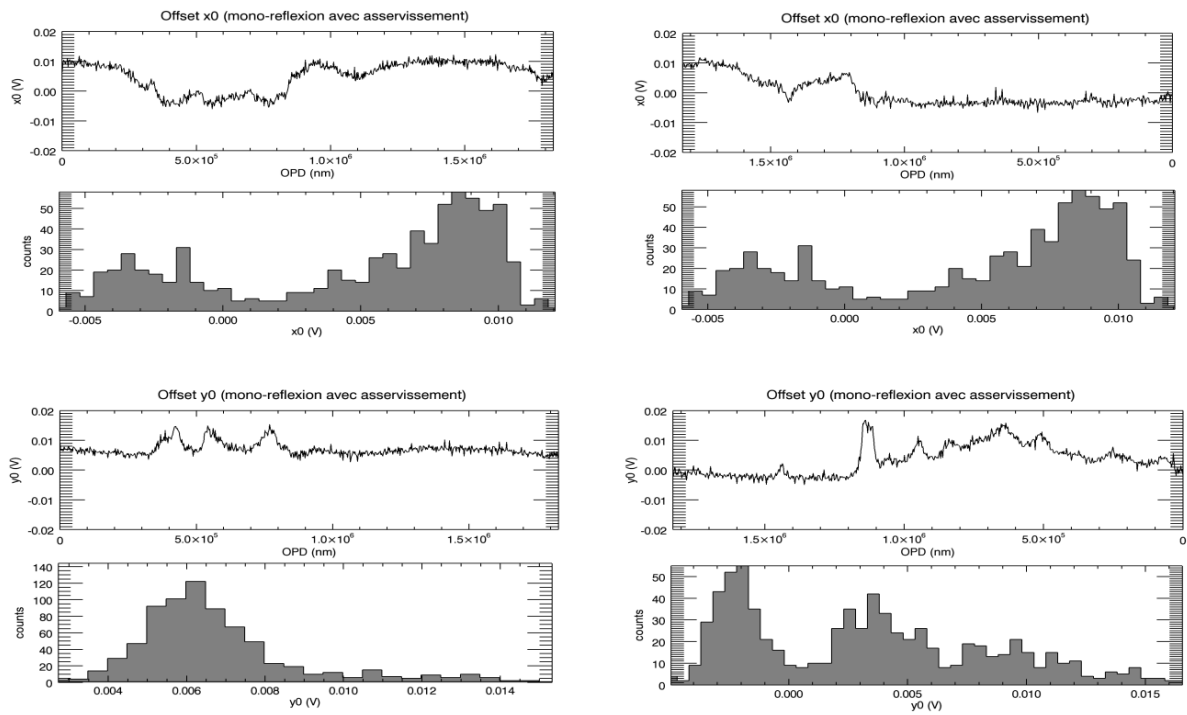


Figure 125. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en mono-réflexion et avec asservissement.

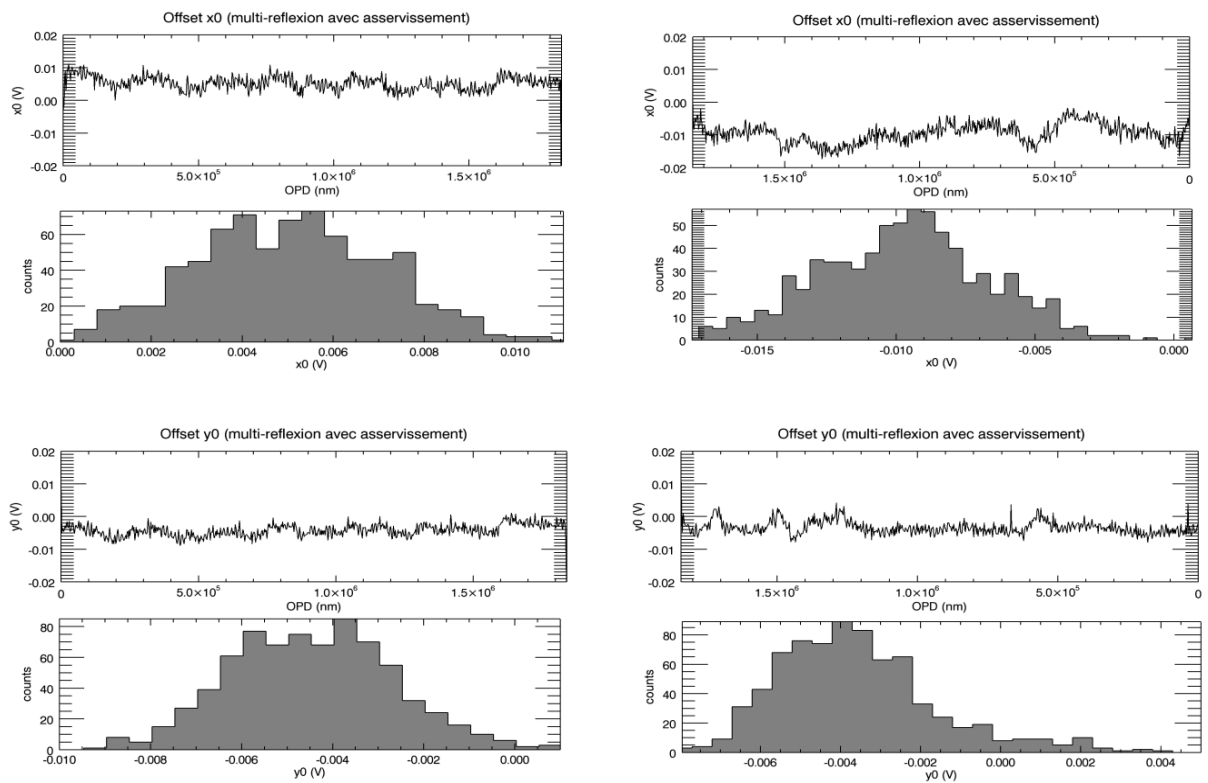


Figure 126. Evolution des offsets x_0 , y_0 mesurés et calculés pendant une course nominale en multi-réflexion et avec asservissement.

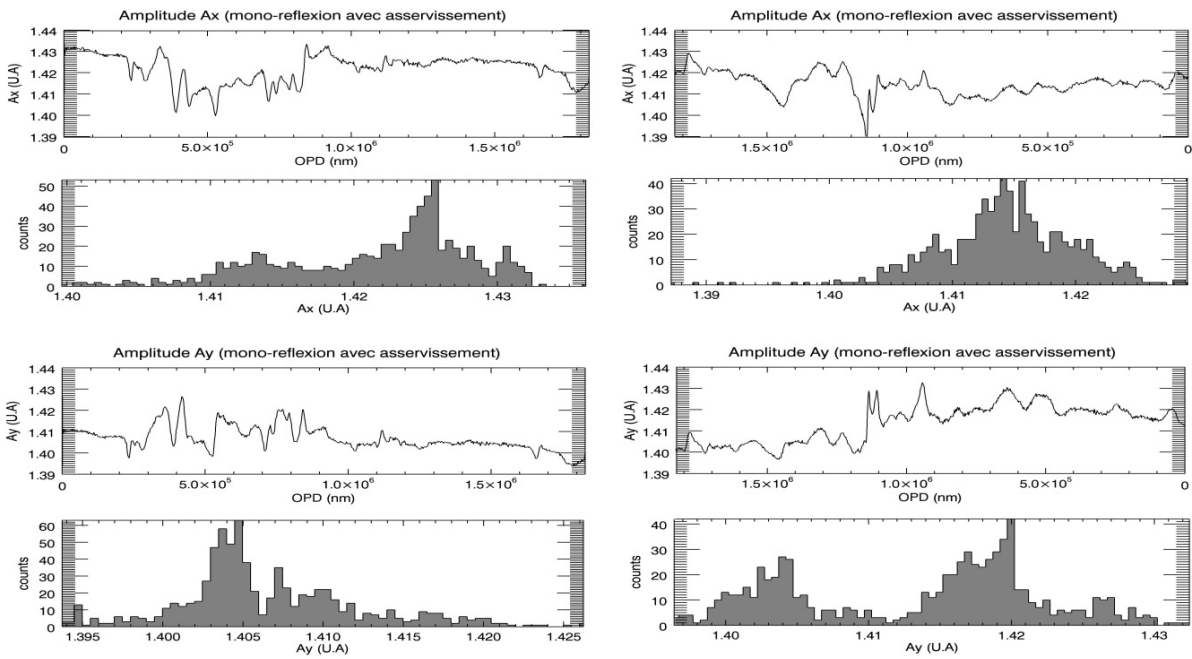


Figure 127. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en mono-réflexion et avec asservissement.

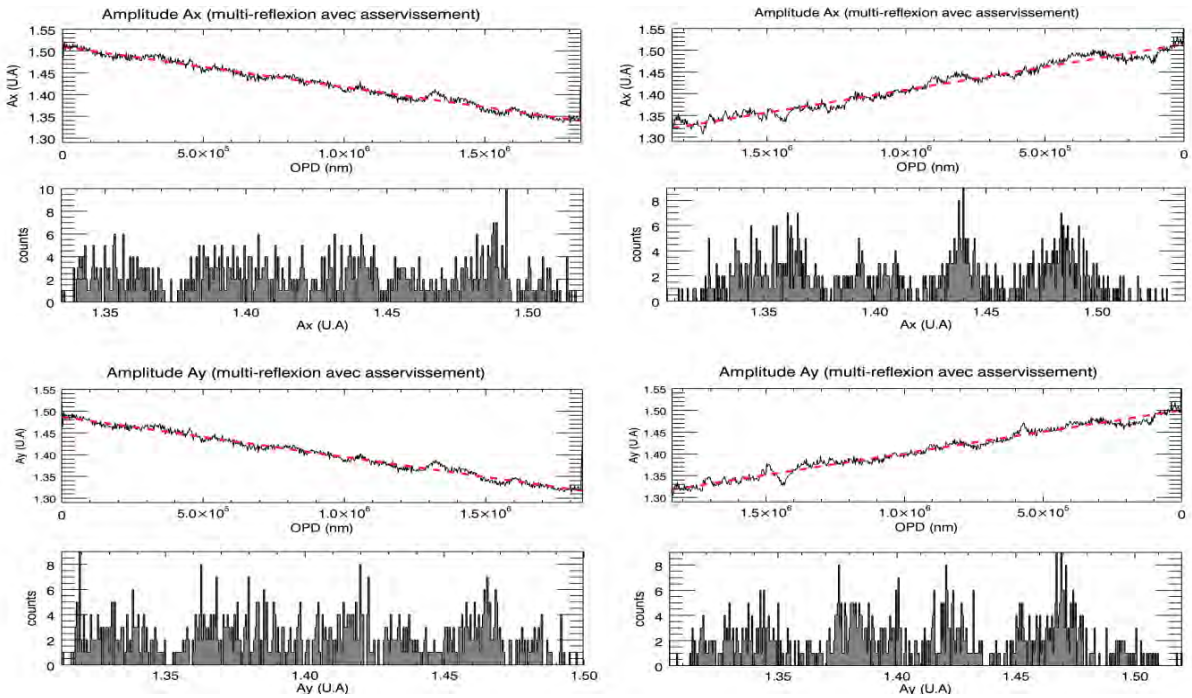


Figure 128. Evolution des amplitudes A_x , A_y , mesurées et calculées pendant une course nominale en multi-réflexion et avec asservissement.

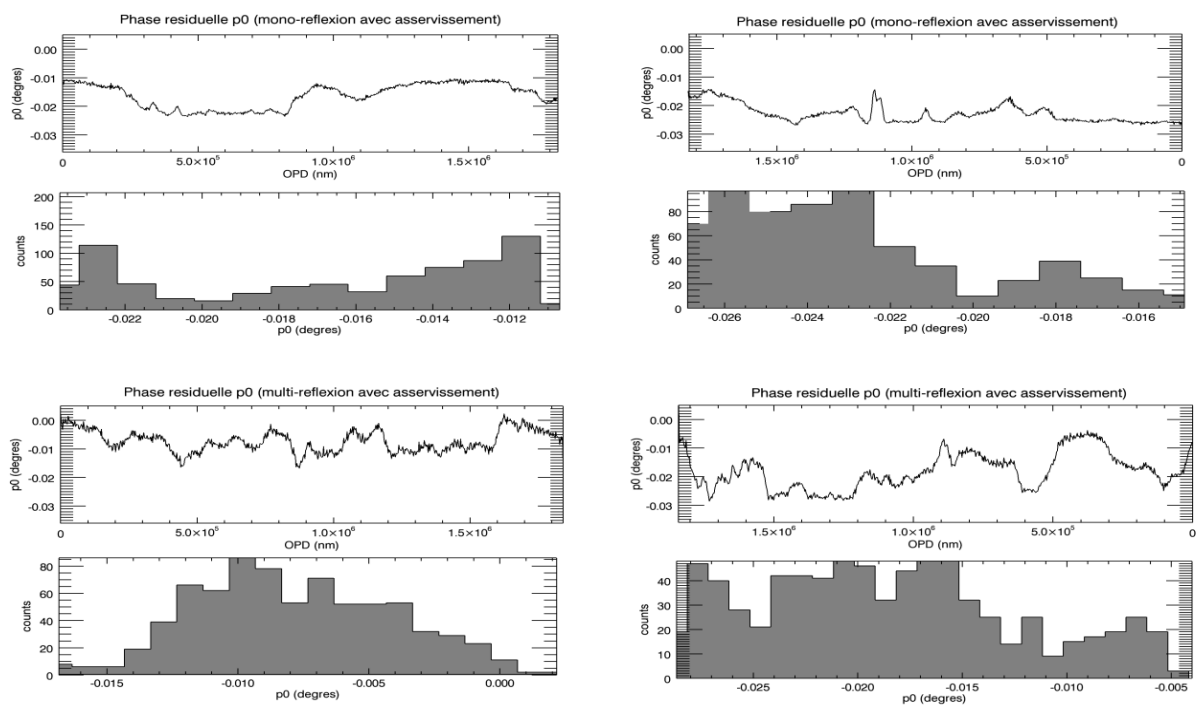


Figure 129. Evolution de la phase résiduelle p_0 mesurée et calculée pendant une course nominale avec asservissement. En haut : mesures de la configuration en mono-réflexion. En bas : mesures de la configuration en multi-réflexion.

19. BILAN DES PERFORMANCES ET BUDGET D'ERREUR

Le Tableau 11 résume les performances atteintes par configuration en multi-réflexion lors du montage. Le système en multi-réflexion n'a pu être réglé qu'à un facteur $2N = 4$ avec $\alpha = \beta = 7.000 \pm 0.003$ °. Comme le système a été aligné en auto-collimation, la précision théorique du réglage est donnée par la somme quadratique des sensibilités de réglages de chacune des montures des miroirs et du cube BS (2.4'') ainsi que de la précision théorique calculée pour le détecteur de position (0.9 μrad). La résolution optique linéaire « fondamentale » du système obtenue est de $\lambda/4 = 158.2 \text{ nm}$. Si l'on ne comptait que des nombres entiers de tours d'ellipse, la précision de mesure serait de $158.2 \pm 0.95 \text{ nm}$ (cf. paragraphe 18.1.2) sur la totalité de la course. Cependant, cette résolution peut être augmentée grâce à la résolution de la carte d'acquisition et au traitement de correction de phase. L'erreur *rms* mesurée sur la course d'échantillonnage après compensation est d'environ 0.17 nm. Cette valeur se correspond à la résolution ultime du système (voir Figure 120 et Figure 124).

Le résumé des différentes erreurs pouvant être rencontrés dans le système figure dans le Tableau 36. Le Tableau 37 présente les performances atteintes par le système dans les différentes configurations testées. Les termes d'erreur proportionnels dépendent des caractéristiques de la course (distance totale mesurée, durée, et vitesse), au contraire, les termes fixes ne dépendent pas de la distance parcourue par le miroir. Le Tableau 38 présente les performances du système d'asservissement.

Tableau 36. Classement de l'impact des erreurs pouvant être rencontrées dans une mesure interférométrique dimensionnelle (d'après le manuel d'utilisateur d'Agilent Technologies, 2002).

Erreurs par catégorie	Budget d'erreur du système		
	Précision	Répétabilité long terme	Répétabilité court terme
Intrinsèques			
Laser	x	x	x
Electronique	x	x	x
Non-linéarités	x	x	x
Environnementales			
Atmosphériques	x	x	x
Coefficients d'expansion des matériaux et des optiques	x	x	
Montage			
Bras mort	x	x	x
Abbe	x	x	
Cosinus	x		

Tableau 37. Performances sur les mesures linéaires du système.

PERFORMANCES SUR LES MESURES LINEAIRES DE LA COURSE						
Paramètres de la course:						
Distance mesurée		1830.930 μm				
Vitesse		183.093 $\mu\text{m.s}^{-1}$				
		Sans asservissement		Avec asservissement		Erreur
		MONO REFLEXION	MULTI REFLEXION	MONO REFLEXION	MULTI REFLEXION	
Valeurs théoriques:						
Résolution optique fondamentale		$\lambda/2$ (316.5nm)	$\lambda/4$ (158.2 nm)	$\lambda/2$ (316.5nm)	$\lambda/4$ (158.2nm)	
Déroulement de phase (en nombre entiers)		12 nm	0.95 nm	12 nm	0.95 nm	relative
Qualité des surfaces optiques (Miroir +M)		$\lambda/20 = 32$ nm	$\lambda/20 = 32$ nm	0	TBD	fixe
Longueur d'onde laser		< 0.02 ppm				relative
Valeurs mesurées:						
Dérive environnementale (inertie thermique des matériaux, variations de l'indice de réfraction...)			3.8 nm			relative
Non linéarités de la phase		0.43 nm	0.60 nm	1.4 nm	0.49 nm	fixe
Erreur en cosinus			< 1 nm			relative
Erreur d'Abbe		45 nm		35 nm	9 nm	fixe
Erreur de réglage en multi configuration		-	3.6 nm	-	3.6 nm	relative
Variations de vitesse			non déterminées			fixe
Vibrations			non déterminées			fixe
Erreur électronique/acquisition:						
Temps d'intégration			négligeable (horloge CPU)			fixe
Résolution de la phase donnée par la carte			< 0.001 nm			fixe
Bruit rms sur l'OPD calculée		0.17 nm	0.33 nm	0.17 nm	0.33 nm	fixe
Contribution de l'erreur sur la totalité de la course (rms)		57 nm	55.5 nm	37.2 nm	10 nm	
Répétabilité mesurée (P-V)		± 250 nm	± 250 nm	± 150 nm	± 100 nm	fixe
Erreurs systématiques dues au mécanisme de translation (P-V)			± 1800 nm			fixe

Tableau 38. Performances du système d'asservissement.

Performances de la boucle d'asservissement			
		MONO-REFLEXION	MULTI-REFLEXION
Précision attendue		3.5 μrad	0.9 μrad
Erreurs de d'alignement (bras de levier, désorientation de la PSD,...)			4%
Bande passante théorique		Axe X: 100 Hz	Axe X: 83Hz
		Axe Y: 50 Hz	Axe Y: 67 Hz

En ce qui concerne les corrections angulaire, les spécifications n'ont pas pu être atteintes: le détecteur de position en mono-réflexion n'est précis qu'à une valeur d'angle de $\pm 3.5 \mu\text{rad}$; alors que la précision en multi-réflexion est de $\pm 0.9 \mu\text{rad}$ (cf. paragraphe 18.2.1). En plus, d'après les valeurs théoriques retrouvées suite à une première modélisation du système de régulation *PI* (cf. paragraphe 18.2.4 et 18.2.5) la bande passante du régulateur est ≤ 100 Hz.

L'incertitude liée aux variations des paramètres environnementaux a été mesurée (cf. paragraphe 18.1.1) à 0.38 nm.s^{-1} ce qui fait une erreur totale de 3.8 nm pour 10 s de course. Les erreurs de tangage et de lacets détectés pendant la course sont d'environ $\pm 4.5 \mu\text{rad}$ (cf. paragraphe 18.3.1). L'erreur d'Abbé linéaire pour un bras de levier d'environ 10 mm est de 45 nm . La boucle de régulation a pu cependant corriger les déviations angulaires mesurées pendant la course (voir Figure 118, Figure 119, Figure 122 et Figure 123) avec la précision donnée par le détecteur de position (soit $\pm 3.5 \mu\text{rad}$ en mono-réflexion et $\pm 0.9 \mu\text{rad}$ en multi-réflexion) ce qui entraîne un erreur d'Abbé de 35 nm en mono-réflexion et de 9 nm en multi-réflexion. Les erreurs en cosinus mesurées sont dues à un mauvais réglage entre l'axe de déplacement de la platine et l'axe optique (cf. paragraphe 18.3.1, et Figure 114, Figure 115, et Figure 116). Malgré que ces erreurs aient aussi été rattrapées par l'asservissement elles se maintiennent comme une source d'incertitude sur la *ddm* qui est de 76 nm en mono-réflexion et de 222 nm en multi-réflexion. Il s'agit d'un des contributeurs majeurs d'erreur sur la précision du système.

L'impact des effets de diaphonie et d'hystérésis a été négligé (cf. paragraphe 18.2.2 et paragraphe 18.2.3).

Les effets des variations de vitesse et de vibrations dans le système n'ont pas été tenus en compte dans le budget.

L'erreur de mesure linéaire issue de la configuration en multi-réflexion a été calculée comme la somme *rms* de l'incertitude donnée par l'équation (95) (soit environ 1.5 nm) et l'incertitude donnée par le désalignement et l'équation (80) (soit environ 3 nm).

Les résultats sont parsemés d'erreurs systématiques qui ont fait de l'expérience une méthode fidèle (à faible erreur aléatoire) mais non juste. Ces erreurs sont intrinsèquement liées au mécanisme de translation (platine *MG-405.CG* de chez *PI*).

Les variations observées sont totalement reproductibles, la période de cette erreur coïncide avec la taille du pas de vis du moteur (0.5 mm), l'amplitude de l'erreur étant d'environ $\pm 1800 \text{ nm P-V}$. Ce résultat reste inchangé, c'est-à-dire, que ce soit pour les mesures en mono-réflexion, multi-réflexion, avec ou sans asservissement, aucune variation ou amélioration n'est observée dans les différentes configurations.

Une perte de contraste en fonction du déplacement a été relevée lors des expériences en multi-réflexion. Cette perte de flux n'est pas due aux désalignements car elle aurait dû être corrigée par l'asservissement. Elle se doit probablement au fait de la perte d'efficacité progressive sur les bords des miroirs. L'évaluation de l'impact de ce paramètre s'avère difficile sans avoir accès à ces valeurs. De même, la qualité de surface joue un rôle important lorsque le faisceau balaye la surface du miroir pendant la course. L'impact de cet effet est parfaitement compensé pour la configuration en mono-réflexion lorsqu'il n'existe pas d'erreur d'alignements (cas asservi), mais il devra être étudié dans le cas à multi-réflexion.

Le fait d'augmenter la résolution linéaire présente une contrepartie négative lorsque l'on travaille sous certaines conditions non-idéales (variations des paramètres environnementaux, défauts d'alignement) car le système devient d'autant plus sensible à l'ensemble des bruits présents dans le système (qu'ils soient systématiques ou aléatoires). Inversement, le fait d'être plus sensibles se présente comme un avantage quand il s'agit de mesurer et corriger les défauts d'alignement dynamique. En effet, la répétabilité mesurée en mono-réflexion est de 200 nm (environ 16 nm rms) sans régulation et de 150 nm (environ 16 nm rms) avec régulation. Dans le cas de la configuration en multi-réflexion, les écarts *P-V*

sont de 250 nm (environ 16 nm rms) pour l'expérience non-réglée et de 100 nm (environ 8 nm rms) avec le système de régulation (cf. Figure 121 et Figure 125). Ceci est probablement dû à l'atténuation des erreurs dynamiques de tangage et lacets.

L'ensemble des facteurs qui ont limité les performances du banc démonstrateur seront discutées dans le paragraphe suivant.

Tableau 39. Résumé des performances atteintes par la configuration en multi-réflexion.

Performances de la configuration à multi-réflexion		
Réglage		
	α	7.000 °
	θ	7.000 °
Erreur théorique de réglage		± 0.003 °
Gain d'amplification		4
Diamètre des miroirs		50.4 mm
Efficacité théorique des miroirs		99.9 %
Qualité de surface théorique des miroirs		$\lambda/20$ p-v
Précision optique théorique		$\lambda/4 = 158.2$ nm
Stabilisation angulaire mesurée		5.7 ± 0.9 μ rad

20. CONCLUSIONS

20.1. LIMITATIONS DES PERFORMANCES DU DEMONSTRATEUR

La plupart des problèmes rencontrés et développés ont été malheureusement soumis aux délais et disponibilités des composants standards disponibles dans le marché. Une solution faite sur mesure adaptée au besoin est proposée dans le paragraphe 20.2.

20.1.1. L'environnement

L'absence de moyens de contrôle et/ou de régulation des paramètres environnementaux (pression, température, humidité, turbulence de l'air...) constitue une première source d'incertitude dans le système. Les variations de l'indice de réfraction de l'air, et les dilatations des composants optiques et mécaniques (notamment au niveau des mécanismes de réglage des montures des composants) sont à l'origine de mauvaises estimations de la différence de marche optique mesurée (cf. paragraphe 15.1.1 et paragraphe 15.2.1). Cet effet a été en partie atténué par l'ajout d'un capot. Cependant, bien que les valeurs mesurées sur ces variations à long terme soient en accord avec les spécifications du système (0.38 nm.s^{-1} pour 10 s de course), le travail dans un environnement dans l'air a certainement eu un impact dans la répétabilité et reproductibilité lors de la prise des différentes mesures de test. Cet effet serait complètement mitigé dans un environnement sous vide.

20.1.2. La structure opto-mécanique

Les incertitudes liées au montage du banc de métrologie sont de triple nature. Premièrement la structure s'est avérée excessivement encombrante ce qui se traduit par une amplification des incertitudes liées aux effets environnementaux (augmentation de la distance de bras mort). Le rapport entre les distances et la souplesse de la structure à rails ainsi que le manque de rigidité et/ou de stabilité des éléments de tenue des optiques ont aussi constitué un bon milieu de propagation des diverses vibrations présentes dans le système (environnementales, mécanisme de translation...). Les réglages et alignements manuels ont sûrement manqué de précision ce qui conduit à des erreurs systématiques de type *Abbe* ou cosinus.

Les variations du trajet optique issues des modifications des conditions environnementales entre les deux bras de l'interféromètre dépendent non seulement du temps d'acquisition de la course d'échantillonnage, mais aussi de la distance de séparation des deux bras (distance de bras mort, cf. paragraphe 15.1.1).

La souplesse de la structure au niveau de la tenue du miroir mobile a sûrement introduit des ordres de résonance et composantes non linéaires dans la dynamique du système qui n'ont pas pu être corrigés par la boucle d'asservissement *PI* mise en service dans l'expérience.

L'absence d'un étalon de mesure a limité l'exactitude de positionnement des optiques. Les erreurs d'*Abbe* dues aux tangages et lacets dynamiques ont pu être compensés à la précision de l'organe de régulation (mais pas avec la « rapidité » spécifiée, cf. paragraphe 20.1.6). Cependant, les erreurs statiques d'alignement qu'elles soient en cosinus ou sous forme d'erreurs d'*Abbe*, et qui ne sont que spécifiques à la mesure interférométrique mais affectent aussi à la précision du capteur de position ont été des contributeurs majeurs au budget d'erreur.

Afin de diminuer les impacts de l'ensemble de ces effets, il aurait été souhaitable d'avoir un système à dimensions réduites, ce qui n'a pas été le cas, avec des tenues opto-mécaniques pré-réglées.

20.1.3. Les composants optiques

La précision du système a probablement été contrainte par l'utilisation de matériaux standards. Les cubes séparateurs présentent des propriétés optiques différentes dans les composants s et p de polarisation, ce qui veut dire que les coefficients transmission et réflexion du cube ne sont pas pareils. Par exemple, étant donné un défaut d'extinction, un faisceau à polarisation verticale peut être transmis dans la direction de polarisation horizontale du cube. A cet effet peuvent s'ajouter des erreurs d'alignements et de retard qui se traduisent par des interférences parasites, et des mélanges de phase. Au niveau du système de détection de quadrature de phase ceci se traduit par des non-linéarités qui viennent dégrader la précision de mesure de l'*OPD* (cf. paragraphe 15.1.2). Les non-linéarités sont accentuées par des défauts d'alignement, qui à la fois sont contraints par les sensibilités des différents supports et montures de réglage manuel. L'erreur théorique d'alignement est de 5.2° rms soit une erreur de 4.5 nm. Cependant et grâce à l'utilisation de l'algorithme de compensation de phase (cf. paragraphe 15.1.2) cet effet a pu être bien atténué, ce qui a permis d'obtenir des résolutions sub-nanométriques.

20.1.4. La configuration en multi-réflexion

Le facteur de gain ayant pu être réglé sur la configuration à multi-réflexions est de $2N = 4$. Cette valeur est très en dessous de la valeur spécifiée ($2N = 56$) ce qui a aussi limité les performances souhaitées. Les facteurs qui ont contraint le réglage sont:

20.1.4.11 *L'alignement*

Le réglage des miroirs est devenu de plus en plus sensible au fur et à mesure que l'on ajoute des réflexions, ce qui fait qu'un ajustement manuel précis s'est avéré impossible au-delà de cette valeur. Cette précision de réglage a été donc limitée d'une part par les caractéristiques du montage, et de l'autre par l'absence d'un étalon précis permettant de déterminer les angles α et θ . Dans le cas d'étude qui nous concerne, le mauvais réglage de la configuration en multi-réflexion a été source d'une perte de contraste en fonction de la distance parcourue par le miroir. Une structure pré-réglée faite sur mesure aurait permis de s'affranchir de ce problème.

20.1.4.12 *Les miroirs*

Les valeurs attendues d'efficacité et qualité de surface optique des miroirs sont celles données par le fabricant, mais n'ont pas pu être vérifiées. La réflectivité des miroirs a empêché d'avoir un nombre de réflexion élevé à l'intérieur de la configuration. Bien que la valeur annoncée sur le composant soit de 99.9%, cette spécification ne couvre que le 80% de la surface. Or, le faisceau n'attaque les miroirs que sur des régions situées à la périphérie de la surface ce qui s'est traduit par des chutes de contraste de plus de 70% avec un facteur de $2N = 4$. Un réglage au-delà de cette valeur aurait fait chuter dramatiquement le rapport signal sur bruit dans le système. La solution de ce problème passe par le choix de miroirs plus performants avec un revêtement homogène sur la totalité de leur surface.

Les irrégularités de surface sur les miroirs $+M'$ et M qui constituent la configuration en multi-réflexion sont aussi une source d'incertitude : les distorsions du front d'onde à chaque

réflexion augmentent la divergence du faisceau laser en sortie ce qui se traduit par une mauvaise estimation de la ddm mais aussi des déviations angulaires. Bien que dans l'expérience ces effets restent théoriquement inférieurs à la résolution expérimentale, des efforts supplémentaires devraient être consacrés à l'analyse des effets de la planéité des miroirs.

20.1.4.13 Le système d'asservissement

Le fait d'amplifier l'angle en sortie de la configuration en multi-réflexion se traduit par une augmentation de la sensibilité angulaire du système. La valeur du coefficient de proportionnalité K_p de la boucle PI d'asservissement diminue au fur et à mesure que la sensibilité du système augmente. Etant donné que la gamme de valeurs couverte par les modules *SIM 960* (cf. Tableau 23) n'atteint pas des valeurs de coefficients $K_p < 0.1$, régler un asservissement au-delà d'un facteur $2N$ serait devenu impossible. Un asservissement sur mesure afin de tenir compte des valeurs de gains, mais aussi d'optimiser la boucle de régulation du système est la seule solution à ce problème (cf. paragraphe 18.2.4 et paragraphe 20.1.6).

20.1.5. Le mécanisme de translation

Le mécanisme qui assure la translation est l'une des composantes les plus critiques dans le démonstrateur. La régularité du mouvement est assurée par le couplage dynamique du système. Dans notre cas, l'utilisation d'un servo-moteur DC en combinaison avec des glissières avec des roulements à rouleau présente une quantité excessive de frottement et de striction, venant limiter la résolution du système à cause des effets de l'hystérésis, du jeu...l'incertitude dans la répétabilité en position. D'après les paragraphes 18.3.1 et 18.3.2 plusieurs erreurs de nature systématique ont été mises en évidence dans le système dont une étant parfaitement reproductible et identifiée au pas de vis du mécanisme, soit tous les 0.5 mm . Un chemin de billes en forme circulaire tel qu'il a été conçu par le fabricant offre une capacité de charge grande, mais les billes portent la charge uniquement sur le fond de la rainure, ce qui peut entraîner un jeu latéral pour des charges qui sont perpendiculaires au sens de déplacement, et donc des erreurs d'Abbe non corrigeables. De plus, l'intégration mécanique de l'entraînement dans la platine couple fortement la vis à bille avec le chariot ce qui ajoute du bruit. Le déplacement régulier dans la gamme souhaitée ne peut être atteint que par des actionneurs et des guidages à l'état solide sans frottement et sans striction tels que les actionneurs et les flexions piézo.

20.1.6. L'interface de contrôle

Les performances de l'interface de contrôle ont été limitées par :

- En premier ordre, l'utilisation de *Labview* en absence d'une cible RT pour concevoir un système d'asservissement PID sur mesure (choix des coefficients, de la bande passante...).
- Dans le cas idéal, l'absence d'une étude plus approfondie ainsi que des moyens électroniques pour concevoir un système de contrôle optimisé.
- L'absence de modules programmables $FPGA$ pour l'acquisition et traitement robuste et en temps réel des données de phase dynamiques.

20.1.7. Autres facteurs

Comme il a été énoncé, la présence des non linéarités dans le système est principalement due à l'effet des défauts de polarisation de composants optiques ainsi qu'aux mauvais alignements entre la source et les éléments polarisants (cube et lames de retard). Ces effets peuvent aussi s'aggraver à cause des points suivants :

- La présence d'une légère polarisation elliptique dans la source laser.
- Les différents taux de transmission au niveau du cube polariseur.
- L'existence de réflexions parasites.

L'analyse des réflexions parasites s'avère difficile voire impossible. Elle a pour conséquence la présence de non-linéarités résiduelles de deuxième ordre (*Wu,2002*) qui ne peuvent pas être compensés par l'algorithme d'ajustement de l'ellipse. Les effets d'avoir une sortie non-balancée (i.e. les faisceaux du bras mobile et de référence recombinaés en sortie du cube polariseur n'ont pas le même poids) devront être étudiés en détail, notamment lorsque l'on pourra augmenter le nombre de réflexions dans la configuration à multi-réflexion.

Bien que ce travail ait été réalisé en salle blanche il est aussi possible que des effets d'assombrissement et de variation du signal se soient produits à cause des dépôts de particules de poussière sur les optiques et les détecteurs.

Tout comme pour les variations des conditions environnementales, les dérives provenant de la source laser de référence qui n'ont pas été étudiées ni prises en compte lors du budget d'erreur ont pu aussi avoir un impact dans la répétabilité des mesures. Cette éventuelle incertitude peut être compensée en ajoutant un système de stabilisation en fréquence.

20.2. INTEGRATION DU SYSTEME DE METROLOGIE DANS L'INSTRUMENT IFTSUV

L'ensemble des éléments passifs du banc peut être réduit à une structure monolithique (voir Figure 131 et Figure 132). La miniaturisation du banc optique peut être envisagée par deux techniques : soit par collage UV (colle type *NOA 6*) soit par adhérence moléculaire. La méthode par collage est plus flexible lors de l'assemblage mais présente l'inconvénient d'avoir une mauvaise maîtrise de l'épaisseur de colle entre composants. L'adhérence moléculaire est basée sur la mise en contact direct de deux surfaces de même composition qui viennent s'assembler par les forces attractives de *Van der Waals* ; elle nécessite des techniques de polissage précis, mais bénéficie d'une haute reproductibilité et d'une faible probabilité de désadhérence. Ces deux procédures sont *a priori* compatibles avec les spécifications du spatial, et assurent une précision et une stabilité difficilement atteignables par d'autres moyens de tenue opto-mécanique entre les composants optiques du banc. L'entreprise *Winlight* assure la réalisation précise de ces procédures de polissage et d'assemblage pour des optiques allant jusqu'aux 5 mm de côté (échange privé avec *Y. Salaun*, directeur technique de *Winlight Optics*). Puisque l'interféromètre homodyne repose sur des principes de polarisation optique, une étude des effets de biréfringence des matériaux devra être menée. Les paramètres qui interviennent sont : la méthode de collage choisie, et la tenue structurelle de l'ensemble en combinaison avec le choix du substrat (*NBK7*), des dimensions des composantes optiques et de la thermique à laquelle elles seront soumises. Les défauts d'alignement des cubes *BS1*, *BS2* et *PBS* devront être d'au moins 5 $\mu\text{rad rms}$.

Le miroir d'échantillonnage $+M$ est un miroir plan à double face : l'une détient la fonction scientifique de l'instrument *IFTSUV*, alors que l'autre sert à la mesure et au contrôle de l'échantillonnage. Ce miroir est fait à base d'un substrat en *Silice*. Son diamètre effectif est de 14 mm . Le revêtement de la surface sera optimisé à la longueur d'onde de référence. L'épaisseur et le parallélisme entre les faces sont des paramètres à tenir en compte lors du budget de tolérances. La qualité de surface des miroirs de métrologie devra aussi constituer un autre point d'étude.

Les deux détecteurs en quadrature de phase, et le détecteur de position, sont assurés par des composants spatialement qualifiés et fabriqués par *Hamamatsu* ou *OSI*. Un candidat potentiel aux détecteurs en quadrature de phase serait le modèle *S-9674* (*Hamamatsu*). Quant au capteur de position, les modèles de photodiodes à effet latéral *S5990-01* (*Hamamatsu*) ou le *DLS-2S* (*OSI*) seraient bien adaptés à notre besoin.

La source de référence serait de type diode laser, une composante compacte et de basse consommation. Le choix de ce type de composant est critique car il requiert la mise en place d'un programme de qualification spatiale. La stabilité en termes de puissance et de longueur d'onde de ces émetteurs à base de matériaux semi-conducteurs est fortement sensible aux variations de température. La solution passe par un système de régulation d'alimentation (signal de modulation du courant d'alimentation) et ou thermique (chaufferettes, *Peltier*...) assurant la stabilité sur les plages de température opérationnelle. La référence d'asservissement en longueur d'onde est fournie par une raie de référence d'une cellule à gaz (i.e. *Acétylène* $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$). Deux autres aspects contraignants des lasers à milieu solide sont :

- L'émission d'un faisceau fortement divergent et anisotrope, qui impose la mise en forme d'un système de collimation.
- La faible longueur de cavité de ce composant, qui impose l'utilisation d'un isolateur optique pour empêcher la ré-injection de tout faisceau parasite de retour.

L'électronique de contrôle et de mesure pourrait être développée sous forme d'*ASIC* (acronyme de l'anglais pour *Application Specific Integrated Circuit*), des micro-circuits électroniques permettant de programmer des systèmes complexes de façon hautement performante. Aucune estimation n'a pu être faite encore concernant la puissance de consommation du sous-système.

Le bon compromis entre compacité du système et résolution angulaire sera trouvé en fonction des valeurs de la lentille focale, la résolution du détecteur de position, ainsi que de la « pureté » du mouvement linéaire de translation pouvant être atteinte par le mécanisme de déplacement.

La structure opto-mécanique de déplacement doit assurer les fonctions suivantes :

- Tenue de la structure monolithique du banc ainsi que du miroir d'échantillonnage à double face $+M'$.
- Un mécanisme de mouvement macroscopique de translation du miroir, la course totale à atteindre par ce déplacement étant de $\sim 2\text{ mm}$.
- Un mécanisme de compensateur des erreurs angulaires de tangage et de lacet à la précision de $2.5\ \mu\text{rad}$.

- Supporter les contraintes d'environnement classiques du domaine spatial : le vide, la tenue en vibration lors du lancement et la stabilité en température.

La totalité du bloc optique serait elle-même collée à une platine intermédiaire en *Titane*. Ce matériau combine légèreté et excellente résistance mécanique tout en ayant un coefficient de dilatation ($CTE_{Ti} = 8.8 \times 10^{-6} \text{ mm/mm}^\circ\text{C}$) proche de celui d'optiques réalisées en *NBK7* ($CTE_{NBK7} = 7.1 \times 10^{-6} \text{ mm/mm}^\circ\text{C}$). Elle sera assemblée par des vis à l'intérieur de la cavité formée par le mécanisme de translation (voir Figure 132). Cet emplacement central a été choisi pour équilibrer les éventuelles dilatations de façon à ce qu'elles soient uniformément réparties. La platine sera réglable par rapport au reste de la structure et aussi par rapport au miroir mobile moyennant des cales mécaniques. Les photodiodes de détection (de quadrature et de détection de position) seront aussi fixées au moyen de platines intermédiaires réglables. Le laser de référence est déporté à l'extérieur du boîtier via une fibre optique. Les spécifications d'alignement et de couplage laser/fibre seront à déterminer. Cette position permet d'accorder au laser les moyens de mise en forme du faisceau et de maintien de sa stabilité (en puissance, longueur d'onde, pointage...) ainsi que de dissiper sa puissance (de l'ordre de $\sim 10 \text{ mW}$).

Le miroir mobile est tenu par une monture en *Titane*, fixée par l'intermédiaire de trois rotules à trois piézo-actionneurs de correction collées à l'épaisseur (voir Figure 132). Le modèle *APA 50 XS* fabriqué par *CEDRAT* en *Titane* est qualifié spatial et disponible sur demande au prix de 3809 euros (sans électronique d'amplification). La plage de correction de ces actionneurs est limitée à la valeur nominale de $78 \mu\text{m}$. Cette valeur est spécifiée pour l'actionneur à vide, et il conviendra donc de minimiser au plus possible les défauts de translation.

La dynamique macroscopique en translation est fournie par un actionneur piézo-électrique modèle *Nexline N-111* fabriqué par *PI*. Une version en *Titane* qualifiée spatiale est disponible sur demande au prix de $\sim 20 \text{ k€}$ (électronique non incluse). Cet actionneur fournit une force de 50 N pour un déplacement de 10 mm . Sa force de blocage passive est de 70 N . Sa technologie de déplacement, est basée sur le principe de « pieds d'éléphants », et les paramètres de force, de course et de résolution peuvent être modifiés par l'ajout de pieds. Ceci permettra notamment d'adapter les forces de blocage et de déformation aux besoins des niveaux de vibration et de précision de l'*OPD*. La cinématique du miroir est assurée par des liaisons mécaniques flexibles avec une structure à parallélogramme déformable (en *Titane*). Les flexions à parallélogrammes déformables présentent d'excellentes performances de guidage car elles sont libres des jeux et des phénomènes de grippage sous vide. Elles garantissent des trajectoires extrêmement rectilignes. L'erreur hors plan caractéristique de ces structures peut être compensée par un système multi-guidage triplé à 120° (voir Figure 133 et Figure 134) qui sera vissé au support de $+M$. La conception de ce système passera par une étude mécanique par éléments finis des lames flexibles qui permettra de dimensionner la raideur et la course, et d'optimiser le guidage de la trajectoire. L'usinage des lames flexibles peut être accompli par électroérosion un procédé souple, permettant de travailler des géométries complexes avec une reproductibilité remarquable (précision $\sim 2 \mu\text{m}$, et finitions de $< \mu\text{m}$).

Le sous-système de métrologie peut, en première approximation, être contenu dans un volume cylindrique de $\sim 60 \text{ mm}$ de diamètre et $\sim 126 \text{ mm}$ de hauteur. Sa masse (sans les boîtiers d'électronique et alimentation) est estimée à $\sim 245 \text{ g}$. Ces dimensions réduites facilitent son intégration et réglage et tout en minimisant une bonne partie des erreurs de

métrologie rencontrés lors de la réalisation du démonstrateur (précision des réglages, environnement stable, structure mécanique robuste.

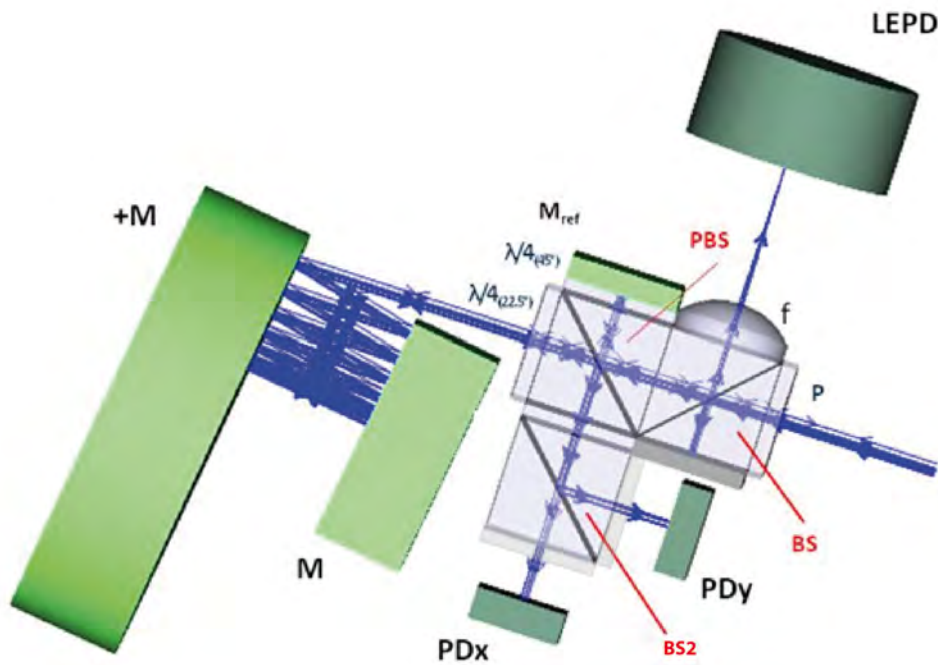


Figure 130. Schéma optique du système de métrologie tracé sous ZEMAX. L'ensemble des optiques passives : cubes séparateurs, polariseurs, lames de retard, la lentille et le miroir fixe sont tenues dans un bloc compact, sans avoir besoin d'éléments de support mécanique.

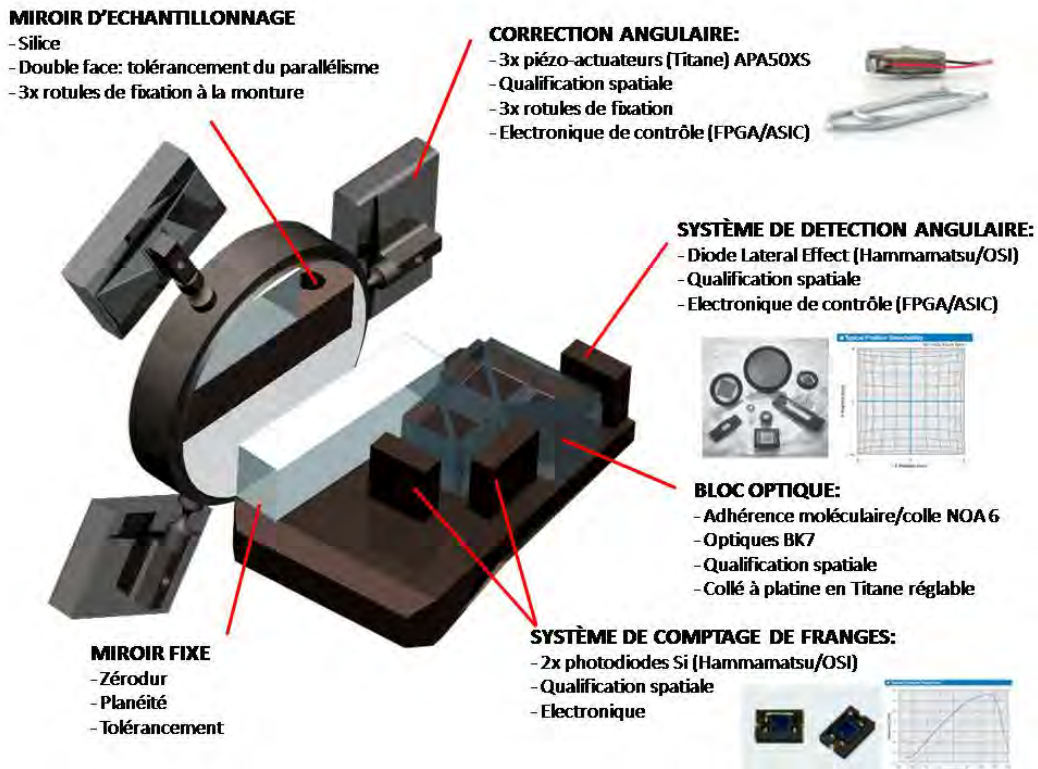


Figure 131. Vue d'ensemble des différents composants du mini-banc optique de métrologie *IFTSUV*.

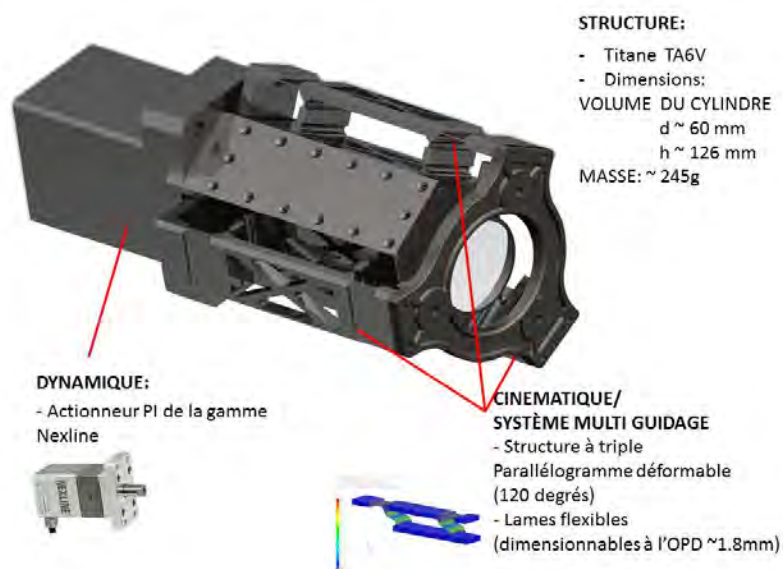


Figure 132. Vue d'ensemble de la structure du mini-banc de métrologie de l'instrument *IFTSUV*. La structure en *Titane TA6V* peut être réduite à un volume cylindrique dont le diamètre est de $d \sim 60 \text{ mm}$ et la hauteur est de $h \sim 126 \text{ mm}$, et une masse de $\sim 245 \text{ g}$. La dynamique est assurée par l'actionneur *Nexline 111* fabriqué par *PI*. L'entraînement du mouvement se fait par une liaison multi-guidage à triple parallélogramme déformable. La structure sera dimensionnée en fonction des besoins de course *OPD*, de vitesse, et de tenue aux vibrations.

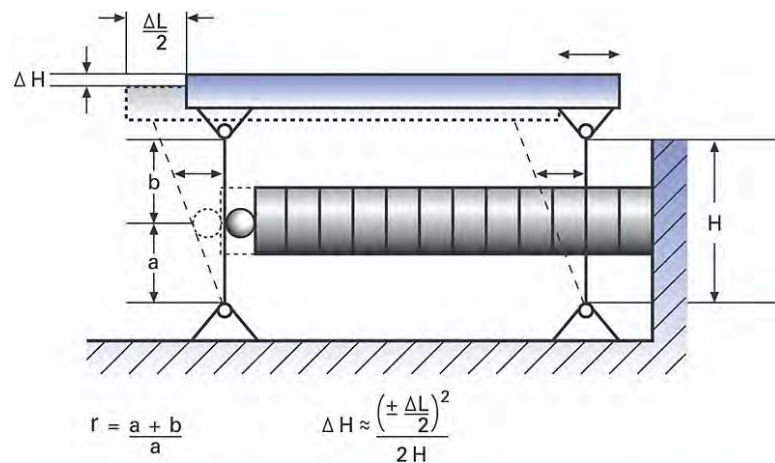


Figure 133. Illustration de l'erreur hors-plan des structures à parallélogramme déformable (courtoisie de P). Les flexions basiques à parallélogramme entraînent un déplacement arqué (déplacement selon un arc) introduisant une erreur de hors plan d'environ 0.1% de la valeur du déplacement. L'erreur peut être estimée par l'équation $\Delta H \approx \left(\pm \frac{\Delta L}{2}\right)^2 \frac{1}{H}$ où ΔH est l'erreurs hors plan (mm), ΔL la distance parcourue (mm) et H la longueur des flexions. Pour des applications ou cette erreur est intolérable, un système multi guidage résulte en une erreur nulle d'arcure qui permet une réctitude/planéite dans la gamme du nanomètre et du nanoradian.

CONCLUSIONS GENERALES



21. SYNTHÈSE GÉNÉRALE DES TRAVAUX DE RECHERCHE

La première partie du manuscrit expose au lecteur de manière succincte le contexte général de la problématique associée à la physique solaire. L'accent est mis sur les problèmes particuliers concernant l'atmosphère solaire, et plus précisément l'étude de ses couches plus externes. En effet, les nombreux processus physiques à l'interface entre la photosphère et la couronne représentent encore de nos jours une énigme pour la communauté scientifique solaire. Ce milieu, caractérisé par des températures extrêmes est observable dans le domaine spectral allant de l'*UV* lointain jusqu'aux *X* et se présente comme étant hautement structuré et violemment dynamique. Le champ magnétique solaire est à l'origine d'un grand nombre de ces phénomènes allant des plus petites aux plus grandes échelles. L'évolution en permanence de modèles de plus en plus sophistiqués permet grâce à l'ingéniosité des scientifiques de se rapprocher de plus en plus du comportement de notre étoile, néanmoins leur consistance ne peut être validée qu'à travers des observations. Afin de relever ce défi, il faudrait faire appel à une nouvelle génération d'instrumentation spatiale. Ce besoin d'innovation, se traduit par un concept instrumental capable d'offrir de meilleures performances aussi bien en termes de résolution spatiale et spectrale que de cadence de mesure permettant l'analyse presque simultanée du rayonnement *UV* caractéristique de ces régions.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail de cette thèse : la réalisation d'une première étude de faisabilité d'un spectro-imageur à transformée de *Fourier* dans l'*UV* lointain (*IFTSUV*), visant le diagnostic de l'atmosphère externe du Soleil. Dans une première approche au problème, on a ciblé la détection de l'émission *Lyman alpha* (excellent traceur de la zone de couplage entre la chromosphère et la région de transition) sur les différentes extensions de régions actives. Pour cela, l'instrument *IFTSUV*, unique dans son genre, s'adapte particulièrement bien au besoin scientifique exprimé. Son design présente une solution optique originale, toute réflective basée sur le principe de l'interféromètre de *Michelson* traditionnel. L'avantage de ce choix par rapport à ses « concurrents directs », les spectromètres à dispersion, réside dans le fait de pouvoir réaliser une cartographie spectrale rapide de la scène observée.

Ces recherches ont permis d'aboutir à la spécification et au dimensionnement d'un premier concept instrumental performant ainsi qu'à l'identification des points durs liés à sa réalisation technique. L'instrument *IFTSUV* permettrait de faire des observations sur le disque solaire avec une résolution angulaire de $1''$ sur des champs de vue de $250'' \times 250''$ avec un pouvoir de résolution spectrale de 24 000 (centré sur *Lyman alpha*) et une cadence de 10 s. Le rapport signal sur bruit retrouvé est d'environ 20 mais pourrait toujours être augmenté afin d'avoir un instrument plus rapide et précis en fonction du dimensionnement des optiques collectrices. D'un point de vue théorique, les difficultés rencontrées lors de l'évaluation des performances de l'instrument sont principalement dues aux qualités et efficacités des optiques, ainsi qu'à la précision du mécanisme d'échantillonnage du miroir. Le premier point concerne notamment la haute qualité de surface qui s'impose sur les miroirs ($< \lambda/52$ rms) ainsi qu'aux efficacités optiques des réseaux ($> 34\%$). Ces effets sont la conséquence directe de la gamme spectrale de travail. Le deuxième point est intrinsèquement lié aux techniques de spectroscopie à *TF* qui demandent une très haute précision linéaire – de l'ordre de 8 nm - et stabilité angulaire (de l'ordre de 2.5 μ rad) lors de la course d'échantillonnage du miroir scientifique. Dans ce sens-là, et en parallèle à la définition de l'instrument, le maquetage d'une solution métrologique a pu apporter une première validation pratique du concept *IFTSUV*. La philosophie du système repose sur le principe de « multi-réflexion » permettant d'atteindre les précisions annoncées et basé sur le concept métrologique utilisé avec succès sur le spectro *VUV* de la ligne *DESIR* du synchrotron

SOLEIL. La mesure dimensionnelle de la différence de marche est réalisée par un interféromètre de *Michelson* homodyne, couplé à une boucle de régulation pour maintenir la stabilité angulaire du miroir d'acquisition. Le développement de la maquette a pu être mené jusqu'au bout grâce à la demande de *R&T* du *CNES* (*R-S11/OT-0004-040*) associée au projet. La réalisation du banc démonstrateur a été assujettie à des contraintes de nature diverse qui ont empêché d'atteindre les performances souhaitées. Fondamentalement, le système de mesure n'a pas pu être aussi précis que souhaité car d'une part il s'est avéré impossible de le régler au facteur de multi-réflexion spécifié ; et d'autre part, de nombreuses incertitudes de natures systématique et aléatoires ont été repérées. Ces contraintes ont principalement été liées aux points suivants :

1. Le travail dans un environnement non contrôlé car les variations d'indice de réfraction de l'air, la turbulence, et les dilatations thermiques de composants optiques et mécaniques jouent un rôle prépondérant dans les incertitudes long terme des mesures ce qui entraîne une mauvaise reproductibilité des mesures.
2. L'imperfection des composants optiques qui a joué un rôle important dans les non linéarités du système. L'efficacité des miroirs utilisés dans la configuration en multi-réflexion a restreint le nombre de réflexions.
3. L'absence d'un système de tenue opto-mécanique fait sur mesure car les dimensions et les réglages de la maquette ont introduit de nombreuses incertitudes sur la mesure sous forme d'erreur de cosinus, et d'erreur d'*Abbe*. L'encombrement de la maquette a aussi empêché le réglage correct de la configuration en multi-réflexion au facteur souhaité.
4. Le mécanisme de translation du miroir qui a été une source de nombreuses erreurs systématiques dues à l'entraînement du mouvement par un système à vis.
5. L'absence d'un système électronique de contrôle fait sur mesure ce qui n'a pas permis d'atteindre les spécifications concernant l'asservissement angulaire.

L'ensemble de ces points a malheureusement été soumis aux délais et aux offres des marchés ainsi qu'au calendrier d'exécution du projet. Malgré tout, certains de ces problèmes ont pu être en partie compensés ou atténués :

1. Le banc optique a été capoté pour diminuer les effets environnementaux.
2. Le nombre de multi-réflexion obtenue a été de 4, ce qui correspond à une précision optique théorique de 158 nm sur la *ddm*. La stabilité angulaire a atteint une précision de mesure d'angle de 0.9 μ rad.
3. Les erreurs d'angle ont pu en partie être compensées par la boucle d'asservissement avec une précision supérieure à la précision spécifiée.
4. Les effets du mécanisme de translation ont été observés dans les deux sens de la course avec une bonne reproductibilité.
5. Un système adapté issu des mesures en boucle ouverte pourrait être utilisé dans une boucle de régulation faite sur mesure.

Les résultats sur la maquette ont permis de valider le concept : un système en multi-réflexion régulé, a permis d'atteindre une répétabilité de 100 nm P-V à une précision de 8 nm rms , le bruit mesuré étant $< 0.3\text{ nm}$.

Les problèmes rencontrés lors de l'expérience ont servi de guide pour le développement d'un travail de réflexion en amont concernant la poursuite de la réalisation d'une maquette de métrologie miniaturisée et spatialisable, pouvant être intégrée dans l'architecture générale de l'*IFTSUV*. (Le projet de réalisation de l'instrument *IFTSUV* aurait dépassé le temps et le budget pouvant être alloués à cette thèse). Ces études ont cependant servi comme point de départ d'une réflexion sur le design et ont permis de repérer des points durs à prendre en compte dans la conception ultérieure d'un tel instrument. Les perspectives liées à cette démarche seront discutées dans le paragraphe suivant.

22. PERSPECTIVES

Sur les bases de l'étude préliminaire effectuée pendant cette thèse, le plan d'actions proposé est axé d'une part sur une phase à court terme se concentrant sur les études et développements *R&T* complémentaires et nécessaires à l'avancement de la maturité du projet ; et d'une phase long terme visant à couvrir la réalisation d'un système spatial et l'organisation programmatique du projet dans le contexte d'une future mission spatiale:

22.1.1. Horizon proche

- Rupture applicative (*spin in*) du concept de métrologie développé à l'IAS (basé sur le système dédié à la ligne *VUV* du synchrotron *SOLEIL*), miniaturisé et fonctionnant sous vide, suivant les pistes de conception énoncées dans le paragraphe 20.2.
- Un effort *R&T* concernant l'amélioration des optiques dans le *VUV*. Cette étude impliquerait notamment la réalisation de miroirs à haute qualité de surface, ainsi que l'étude et la production de réseaux de diffraction à haute efficacité dans la gamme spectrale ciblée.
- Recensement exhaustif des points critiques sur les bases de la réalisation d'un modèle de performances radiométriques (y compris des études de lumière diffusée) de l'instrument *IFTSUV*.
- Définition d'un premier concept d'architecture instrumentale avec notamment la conception et implantation du système de métrologie.

22.1.2. Préparation du futur projet

- *R&T* permettant de valider l'ensemble du concept: réalisation d'un démonstrateur fonctionnant sous vide pour des observations *Ly- α* (*IHO/ISS*).

Etude et définition de la programmation de l'instrument centrée sur la définition des différents modes d'observation et basée sur la possibilité de changer les longueurs d'onde de centrage (*Lyman- β* , *OVI*, *CIV*...).

-
- Conception d'une version ultra-rapide au sens photométrique d'un instrument à grande ouverture pour les missions spatiales se situant dans l'horizon 2025-2030.

ANNEXE A :

ANALYSE DE *FOURIER*

La technique d'analyse de fonctions périodiques fut développée par *Jean-Baptiste Joseph, Baron de Fourier* (1768-1830). Le développement des algorithmes et de calcul numérique, ont fait de l'analyse de *Fourier* un outil de traitement du signal extrêmement puissant dans des domaines scientifiques très variés. Elle constitue, par exemple, le pilier du fonctionnement d'un spectromètre par transformée de *Fourier*.

LA TRANSFORMÉE DE *FOURIER*

Définition

Soit une fonction f \mathcal{L} -intégrable sur tout intervalle $] -\infty, +\infty[$ contenu dans \mathbb{R} , telle que : $f \in \mathcal{L}^1(\mathbb{R}^n) \Leftrightarrow \|f\|_{\mathcal{L}^1} = \int |f(t)| dt < \infty$. On appelle transformée de *Fourier* de f la fonction de la variable $\sigma \in \mathbb{R}$ notée par \tilde{f} ou $F(\sigma)$ telle que :

$$F(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-2i\pi\sigma x} dx = \tilde{f} \quad (101)$$

Inversement, si $F(\sigma)$ est la transformée de *Fourier* d'une fonction $f \in \mathcal{L}^1(\mathbb{R}^n)$, on définit l'opération de transformée de *Fourier* inverse \tilde{F} ou $f(x)$ telle que :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\sigma) e^{+2i\pi\sigma x} d\sigma = \tilde{F} \quad (102)$$

Les transformées de *Fourier* des principales fonctions figurent dans le Tableau 41.

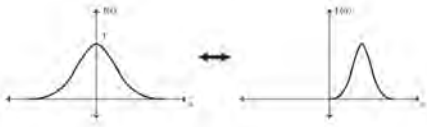



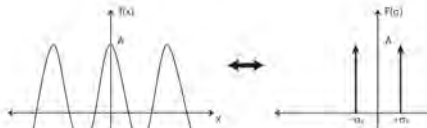
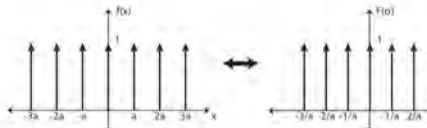
Propriétés

Les propriétés essentielles de la transformée de Fourier sont énumérées dans le Tableau 40.

Tableau 40. Principales propriétés de la transformée de *Fourier*.

Propriétés de la transformée de <i>Fourier</i>	
Linéarité	$\alpha f(x) + \beta g(x) \Leftrightarrow \alpha F(\sigma) + \beta G(\sigma)$
Dilatation	$f(ax) \Leftrightarrow \frac{1}{ a } F(\sigma/a)$
Parité	$f(-x) = -f(x) \Leftrightarrow F(-\sigma) = -F(\sigma)$
	$f(-x) = f(x) \Leftrightarrow F(-\sigma) = F(\sigma)$
	$f(x) \in \mathbb{R} \Leftrightarrow F(-\sigma) = \overline{F(\sigma)}$
	$f(x) \in \mathbb{C} \Leftrightarrow F(-\sigma) = -\overline{F(\sigma)}$
Translation	$f(x - x_0) \Leftrightarrow e^{-i2\pi\sigma x_0} F(\sigma)$
Modulation	$f(x) \cos \omega x \Leftrightarrow \frac{1}{2} F\left(\sigma + \frac{\omega}{2\pi}\right) + \frac{1}{2} F\left(\sigma - \frac{\omega}{2\pi}\right)$
Convolution	$f(x) * g(x) \Leftrightarrow F(\sigma) \cdot G(\sigma)$
Dérivation	$f'(x) \Leftrightarrow i2\pi\sigma F(\sigma)$

Tableau 41. Transformation des principales fonctions.

Transformation de Fourier des principales fonctions			
Gaussienne	$f(x) = \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2a^2}}$	$F(\sigma) = e^{-4\pi^2 a^2 \sigma^2}$	
Lorentzienne	$f(x) = e^{-a x }$	$F(\sigma) = \frac{a}{\pi a^2 + \sigma^2}$	
Fonction porte	$f(x) = \Pi_a(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in [-a/2, +a/2] \\ 0 & \text{si } x \notin [-a/2, +a/2] \end{cases}$	$F(\sigma) = a \operatorname{sinc}(\pi a \sigma)$	
Delta de Dirac	$f(x) = \delta(x) = \begin{cases} \infty & \text{si } x = 0 \\ 0 & \text{si } x \neq 0 \end{cases}$	1	
Fonction cosinus	$f(x) = A \cos(2\pi \sigma_0 x)$	$F(\sigma) = A \delta(\sigma + \sigma_0) + A \delta(\sigma - \sigma_0)$	
Peigne de Dirac	$f(ax) = \operatorname{comb}_a(x) = a \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - nx_0)$	$F(\sigma) = \operatorname{comb}_{1/a}(\sigma) = \frac{1}{ a } \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\sigma - n\sigma_0)$	

Le théorème de Parseval

Le théorème de *Parseval* concerne la conservation du produit scalaire:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\overline{g(x)}dx = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\sigma)\overline{G(\sigma)}d\sigma \quad (103)$$

Il montre comment l'énergie totale d'un phénomène physique est répartie sur ses différentes composantes spectrales. Soit $F(\sigma)$ le spectre fréquentiel de la grandeur physique x , l'amplitude complexe des contributions de fréquences comprises entre x et $x + dx$, $|F(\sigma)|^2$ représente la densité spectrale d'énergie, et l'énergie totale de la grandeur physique est alors :

$$E_f = \int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\sigma)|^2 d\sigma \quad (104)$$

L'énergie totale du signal est donc conservée. Si on considère une petite bande passante $\Delta\sigma(\sigma_0)$, centrée sur σ_0 et avec $\Delta\sigma \rightarrow 0$, l'énergie ΔE_f correspondante à cet intervalle est donc :

$$\Delta E_f = |F(\sigma_0)|^2 \Delta\sigma \quad (105)$$

LA TRANSFORMÉE DE *FOURIER* DISCRÈTE

Lorsque la fonction f est mesurée de façon discrète tous les δx , elle est multipliée par un peigne de *Dirac* ; la transformée de *Fourier* est alors convoluée par ce même opérateur, et périodisée avec une période $1/\delta x$. Le spectre échantillonné est décrit par l'expression suivante :

$$F(k\delta\sigma) = \sum_{n=0}^{N-1} f(n\delta x)e^{-i2\pi nk/N} \quad (106)$$

$$f(n\delta x) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} F(k\delta\sigma)e^{+i2\pi nk/N} \quad (107)$$

où les variables continues x et σ ont été remplacées par $n\delta x$ et $k\delta\sigma$, et N est le nombre de points échantillonnés.

Le théorème *Shannon-Nyquist*

Le choix du pas δx doit se faire en tenant compte du théorème de *Shannon-Nyquist*, qui établit la condition d'échantillonnage :

$$\frac{1}{\delta x} = 2\sigma_{max} \quad (108)$$

Ceci revient à dire que le signal doit être échantillonné à une fréquence deux fois supérieure à la plus haute fréquence contenue dans le spectre afin d'éviter tout effet de recouvrement (ou *aliasing*), causant l'apparition d'artefacts. La grille d'échantillonnage peut aussi être définie en fonction de l'intervalle d'échantillonnage restreint $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$.

QUELQUES GENERALITES SUR LES RESEAUX DE DIFFRACTION EN REFLEXION

Un réseau de diffraction est un composant optique constitué, en réflexion, d'un tracé de facettes réfléchissantes régulièrement espacées. Lorsque la période spatiale (distance entre les traits) est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement incident, celui-ci est dispersé suivant différentes directions. Le faisceau lumineux incident, est diffracté en fonction de la longueur d'onde de la lumière d'éclairage et de la périodicité du réseau (voir Figure 135). Grâce à cette propriété, les réseaux à diffraction sont des éléments optiques d'importance primordiale dans l'analyse spectrale d'une radiation.

DEFINITIONS

Les grandeurs caractéristiques d'un réseau à diffraction sont :

La période :

Aussi nommée pas, qui est la distance entre deux traits ou motifs consécutifs, a en mm .

Le nombre de traits par mm :

Cette grandeur représente l'inverse de la période par unité de longueur de réseau illuminé, t en $traits/mm$.

L'ordre de diffraction :

C'est un nombre entier, m de différence de marche optique qui satisfait la condition de diffraction de *Bragg* qui donne lieu à des pics d'interférence constructive (voir relation (109)). Quand l'ordre augmente, les pics sont de moins en moins lumineux, le maximum étant obtenu pour l'ordre zéro, sans intérêt car le pouvoir dispersif est nul dans cet ordre.

Le rapport d'aspect :

On définit le rapport d'aspect comme étant le rapport entre la période sur la hauteur (ou profondeur, h) du pas : a/h .

Le substrat des réseaux :

C'est sa qualité de surface qui est donnée comme la qualité de surface des réseaux. Le choix du matériel est déterminé par le domaine spectral et les besoins en termes de polissage. Les techniques actuelles permettent d'obtenir des rugosités $\leq 0.3 \text{ nm rms}$ sur des substrats en *Silice*, *ZERODUR* communément utilisés dans le domaine *VUV* et pour des applications spatiales.

Le profil :

Les motifs périodiques d'un réseau peuvent être variés. Il existe trois principaux types de gravure: sinusoidale, triangulaire et carrée (ou laminaire). Les propriétés du profil de gravure des réseaux déterminent en grande partie son efficacité de diffraction.

Le revêtement :

Le revêtement d'un réseau est communément fait par évaporation ou pulvérisation magnétique assistée de multicouches optiques sur le substrat poli. La composition, le nombre et l'épaisseur de ces couches donnent au composant diffractant ses vraies caractéristiques opérationnelles, la composition étant sélectionnée pour la valeur de leurs indices aux longueurs d'onde à réfléchir (i.e. les anti-reflet *IR*, multi-couches *X-UV*...). Des avancées technologiques sur les procédés et méthodes de contrôle de dépôt évoluent vers un niveau de qualité « zéro défaut » qui sera exigé dans la future compétition industrielle.

PROPRIETES DES RESEAUX

Equation des réseaux :

Cette propriété fondamentale peut être exprimée, pour un réseau réflectif, par l'expression :

$$\sin \hat{i} + \sin \hat{d} = m t \lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (109)$$

où \hat{i} et \hat{d} sont respectivement les angles d'incidence et de diffraction de la lumière sur le réseau (voir Figure 135).

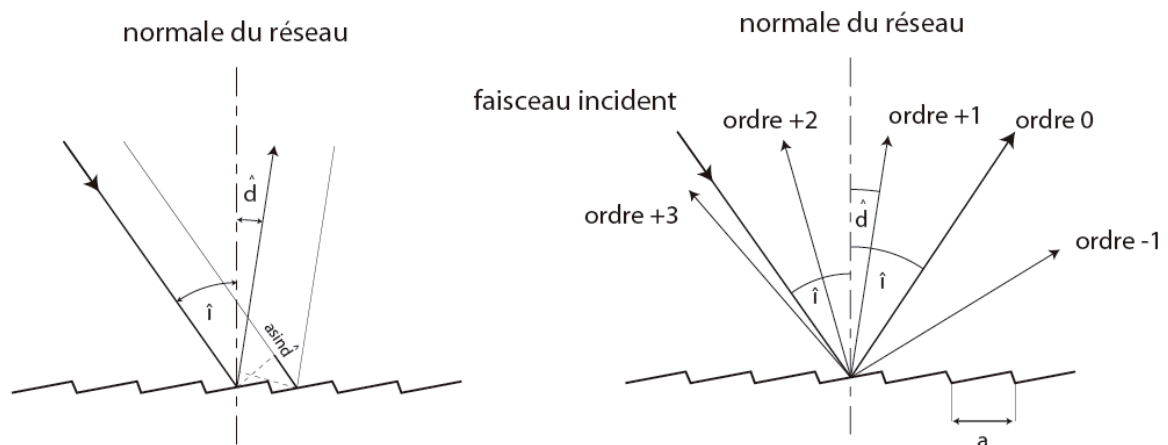


Figure 134. Diagramme représentant à gauche la relation entre les rayons diffractés par des traits adjacents ; à droite les diffractions dans les ordres successifs.

Dispersion d'un réseau :

La dispersion angulaire, ω (*rad/nm*), est l'angle séparant deux maxima à un ordre m correspondant à deux longueurs d'ondes voisines λ et $\lambda + d\lambda$. Son expression est trouvée, en supposant \hat{i} et t constants, par la différentiation de l'équation des réseaux:

$$\omega = \left(\frac{d\hat{d}}{d\lambda} \right) = \frac{m t}{\cos \hat{d}} \quad (110)$$

La dispersion est plus forte lorsque l'ordre est élevé et le pas est faible. Les réseaux utilisés dans l'*UV* ont pour cette raison un grand nombre de traits par millimètre.

On peut également définir la dispersion linéaire, $P(mm/nm)$, du réseau comme :

$$P(mm/nm) = S \times \omega \quad (111)$$

où S est la distance qui sépare le réseau du plan de dispersion du spectre. On a donc directement accès à l'écart linéaire entre deux longueurs d'onde $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$:

$$\Delta d = P \times \Delta\lambda \quad (112)$$

Dans une configuration optique comme celle utilisée dans l'instrument *IFTSUV* (voir Figure 26 et paragraphe 5.1.1) on peut profiter de ces propriétés de dispersion de réseaux pour pouvoir sélectionner la bande passante ou l'intervalle spectral libre désiré. En effet, pour une approche simplifiée du problème, si $D1$ et $D2$ sont les diamètres des réseaux $R1$ et $R2$ on peut alors, par géométrie, relier ces valeurs aux valeurs des écarts linéaires Δd et $\Delta d'$ (pour les intervalles de bande passante $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ et $ISL = \Lambda_2 - \Lambda_1$, voir Figure 136) selon les relations :

$$\begin{aligned} D2 &= \Delta d + D1 \\ D2 &= \frac{1}{2}(\Delta d + \Delta d') \end{aligned} \quad (113)$$

d'où l'on retrouve l'expression pour le filtre passe bande de profil trapézoïdal :

$$ISL - \Delta\lambda = \frac{2D1}{S \times \omega} \quad (114)$$

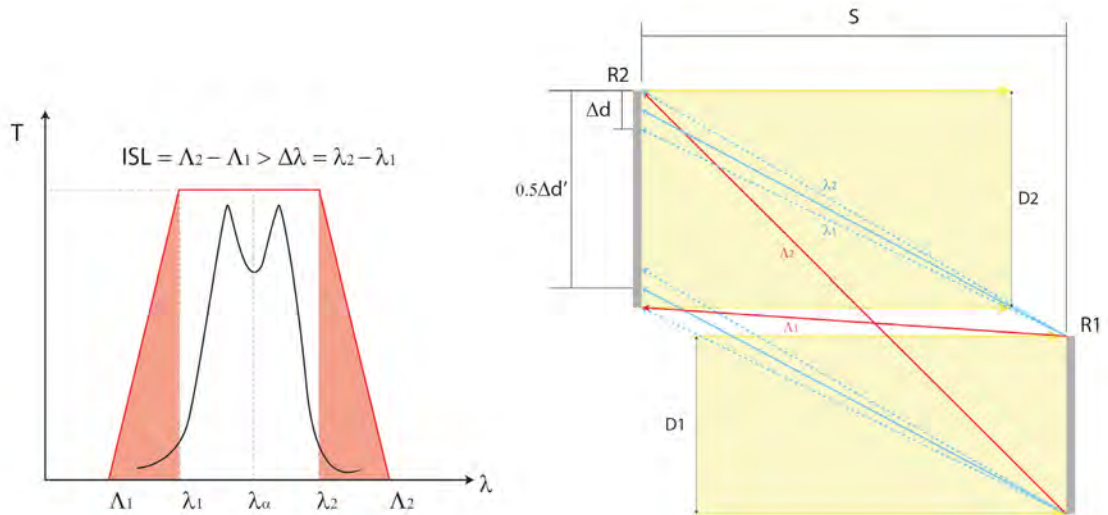


Figure 135. Illustration du principe du filtrage de l'ISL résultant de l'utilisation d'un système à double réseau, la dispersion en sortie étant nulle.

Pouvoir de résolution d'un réseau :

Le pouvoir dispersif du réseau peut prendre comme critère visuel le critère de *Rayleigh*. Le plus petit écart en longueur d'onde $\Delta\lambda_{min}$ détectable peut être exprimé comme :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{min}} = |m|t \quad (115)$$

Efficacité de diffraction

L'efficacité de diffraction absolue E_{abs} est définie comme le pourcentage de rayonnement incident sur le réseau $I_{in}(\lambda)$ diffracté dans l'ordre considéré $I_m(\lambda)$:

$$E_{abs} = \frac{I_m(\lambda)}{I_{in}(\lambda)} \times 100 \quad (116)$$

L'efficacité de diffraction d'un réseau varie en fonction du revêtement optique choisi (composant, nombre de couches, épaisseur des couches), et des caractéristiques du substrat massif (type de substrat, rugosité...) et du profil (type de profil, angle de blaze, profondeur du pas...). Les paramètres de fabrication du réseau (durée d'exposition, temps de développement, technique de gravure, technique de dépôt, procédé de contrôle...) définissent la structuration microscopique du substrat, ainsi que la morphologie et l'homogénéité interne des couches. Ils jouent donc un rôle essentiel dans la qualité finale du composant obtenu.

Le profil peut être modifié afin d'optimiser l'efficacité des réseaux dans un seul ordre. On peut par exemple blazer le profil du réseau de façon à ce que chacun de ses pas soit incliné d'un angle dont la valeur coïncide avec celle de l'angle de diffraction souhaité. Pour les réseaux en réflexion l'angle de chaque facette est la bissectrice de l'angle du faisceau incident et celle du faisceau diffracté. La longueur d'onde à laquelle l'efficacité du réseau atteint son maximum (longueur d'onde du blaze, λ_B) est déterminée par l'angle de blaze θ_B .

Si le profil du réseau est symétrique : en sinus, en créneau, lamellaire ou trapézoïdal; l'intensité diffractée en incidence normale, est identique dans chacun des ordres $\pm m$. Il est donc possible d'utiliser un réseau comme séparateur de faisceaux, d'autant plus efficace si seulement les ordres ± 1 se propagent et que l'efficacité dans les ordres $m = 0$ et $|m| > 1$ est faible.

La condition de Littrow :

Le profil de blaze des réseaux est calculé par la condition de *Littrow* qui impose que les rayons incident et diffracté soient en auto-collimation ($\hat{i} = \hat{d}$, voir Figure 137). Le rendement de diffraction du réseau est alors maximum à l'ordre et pour la longueur d'onde du blaze λ_B :

$$2\sin \theta_B = m\lambda_B, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (117)$$

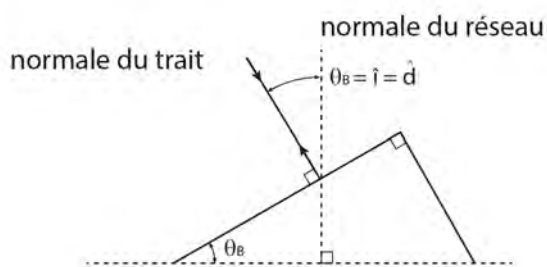


Figure 136. Condition de *Littrow* pour un seul trait d'un réseau blazé.

Effets de la polarisation :

On ne peut pas ignorer le caractère électromagnétique de la lumière, qui s'exprime lors l'interaction entre le rayonnement polarisé incident et la surface périodique d'un réseau à diffraction. En effet c'est *Wood* qui pour la première fois en 1902 observe la dépendance de l'efficacité de diffraction vis-à-vis la polarisation (voir Figure 138). Ce phénomène, appelé anomalie de *Wood* (à cause de leur nature inexplicable avec les théories de diffraction de l'époque), se manifeste comme des violentes variations d'intensité dans les différents ordres de diffraction et sur des bandes passantes étroites. Il fut d'abord observé pour un champ électrique incident orthogonal aux traits du réseau (anomalie *S* ou *TM* pour Transverse Magnétique); mais aussi reporté dans certaines de ses expériences lorsque le champ électrique était parallèle (anomalie *P* ou *TE* pour Transverse Electric). Ce comportement fut postérieurement caractérisé expérimentalement par *Palmer* (1952) qui attribua l'apparition des anomalies de type *P* à l'utilisation de réseaux profondément gravés dans le cas de profil symétriques; ou à des angles de blaze prononcés, dans le cas de profils triangulaires.

Rayleigh (1907) apporte une première explication électromagnétique au problème en exprimant le champ diffracté comme une somme infinie d'ondes planes monochromatiques soit propagatives (constituées de l'onde incidente et des ondes diffractées) soit évanescentes (à décroissance exponentielle lors de son éloignement de la surface) se propageant dans un milieu homogène. Il formule qu'à une certaine longueur d'onde critique (appelée longueur d'onde de *Rayleigh*) la lumière incidente « rase » le profil du réseau et « saute » vers un ordre de diffraction supérieur. Le champ diffracté au seuil de cette singularité correspond à la transformation d'une onde de diffraction propagative en une onde de diffraction évanescente (et *vice-versa*). La cause des anomalies s'explique donc selon cette théorie par une redistribution de l'énergie diffractée entre les diverses ondes planes « échappant » du réseau. L'approche de *Rayleigh* est suffisante dans la mesure où elle

décrit correctement les effets de la polarisation *S*, mais incomplète car elle ne prévoit pas l'apparition d'anomalies de type *P*.

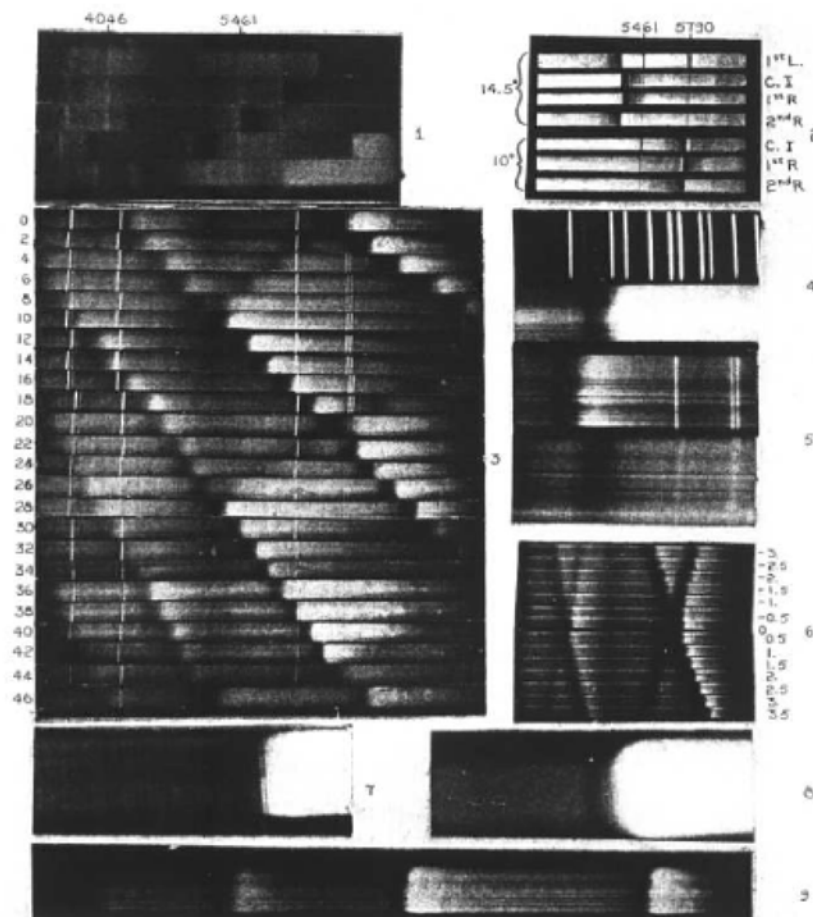


Figure 137. Photographies du spectre d'une lampe incandescente telles que parues dans l'article de *R.W Wood* en 1935. La figure notée comme 3 montre les variations du spectre mesurées en fonction de l'angle d'incidence (de 0° à 46°). Les diminutions d'intensité en fonction de la longueur d'onde correspondent aux anomalies de *Wood*. La variation de zones d'anomalie de chaque longueur d'onde présente un comportement linéaire avec l'angle.

En effet un modèle ondulatoire scalaire n'est pas suffisant car il permet d'étudier le comportement du champ *EM* limité aux effets liés à la diffraction seule. Le développement de *Rayleigh* n'est valide alors que pour des réseaux à relief faiblement modulé car il ne tient pas compte des effets de l'interaction *EM* à l'intérieur de la zone modulée de la structure (voir Figure 139).

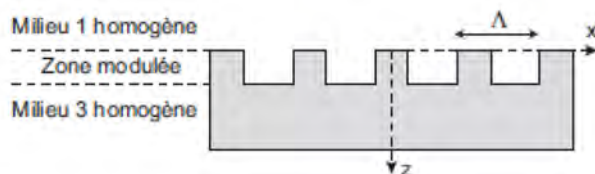


Figure 138. Illustration des différentes zones dans un réseau de diffraction.

La phénoménologie du problème ne peut être décrite entièrement qu'en utilisant des théories prenant compte de la nature vectorielle de la lumière. Les premières approches rigoureuses

arrivèrent au cours des années 60 et de nombreuses méthodes sont de nos jours accessibles. Chacune de ces méthodes passe par la résolution des équations de *Maxwell* pour chacun des deux états de polarisation indépendants *TM* et *TE*. On peut affirmer que de nos jours, pour chaque type de réseau connu il existe au moins une méthode qui fournit une solution satisfaisante.

Comme toute théorie de « limites » il est nécessaire de connaître son domaine de validité. Les deux types de régimes peuvent être décrits, avec un bon accord, par le rapport entre la longueur d'onde de travail et la période λ/a (*Loewen et al., 1977*). Si $\lambda/a > 0.2$ on retrouve le régime vecteur, gouverné par les équations de *Maxwell*, et l'efficacité dépendra fortement de la polarisation de la lumière incidente ; alors que pour $\lambda/a < 0.2$ et que le rapport entre la profondeur du pas et la période est $h/a < 0.05$ l'état de polarisation ne va pas influencer l'efficacité de diffraction et on peut approcher le problème par les théories scalaires.

Une troisième catégorie d'anomalie, appelée anomalie de résonance, fut mesurée par *Mashez et Popov*. Ces anomalies surviennent lorsque l'on dépose une couche diélectrique sur la surface du réseau, ou lorsque la couche métallique superficielle s'est oxydée. Ainsi, pour une étude efficace d'apparition d'anomalies, on doit prendre en compte non seulement les rapports de forme du profil du réseau, mais aussi les caractéristiques du revêtement utilisé.

Daniel Maystre a développé la première théorie phénoménologique quantitative des "anomalies de *Wood*" des réseaux de diffraction, basée sur les propriétés des plasmons de surface. Il a permis au début des années 70 d'explorer les propriétés des premiers réseaux holographiques et d'optimiser les propriétés des premiers réseaux embarqués sur satellite dans le cadre de la naissante Optique spatiale.

Lumière parasite et apparition de « fantômes »

Un autre phénomène propre aux réseaux de diffraction est l'apparition de lumière parasite et/ou de d'ordres de diffraction parasites (« fantôme » ou *ghost* en anglais). Les erreurs de surface sont à l'origine des phénomènes de lumière parasite. L'apparition de *ghost* est liée aux erreurs de périodicité de la gravure des réseaux. L'intensité de ce phénomène I_G peut être décrite en fonction de l'erreur sur la position des traits, e , comme :

$$\frac{I_G}{I_m} = (mte\pi)^2 \quad (118)$$

FABRICATION DES RESEAUX DE DIFFRACTION

Les réseaux de diffraction sont typiquement fabriqués soit par gravure mécanique, soit par lithographie holographique : le choix de la technique dépend du besoin. La spectroscopie *UV* nécessite l'utilisation de réseaux très dispersifs (avec une densité de traits très élevée). La gravure par lithographie holographique ne présente pas des erreurs de périodicité ni d'imperfection de surface, et c'est la technique significativement plus utilisée dans ce domaine.

Réseaux holographiques

La procédure de fabrication des réseaux holographiques est illustrée sur la Figure 141. Un film de gélatine bichromatée, résine qui polymérise sous l'action de la lumière, est déposé sur un substrat poli. La couche de résine est illuminée par une figure d'interférence produite

par interaction de deux faisceaux cohérents laser, généralement à courte longueur d'onde. Le profil des traits résultat de ce processus est de forme sinusoïdale (voir Figure 140), la distance entre deux franges sombres ou brillantes est égale au pas, qui est lié à la longueur d'onde des laser λ , à l'angle d'incidence α et à l'indice du milieu où se recouvrent les faisceaux, n , par la relation :

$$a = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha} \quad (119)$$

Après exposition, le profil des franges d'interférence est révélé par un procédé chimique du matériel photosensible. L'épaisseur du film est équivalente à la profondeur de traits souhaitée, et dans une approche simpliste, on peut dire que l'efficacité du réseau sera proportionnelle à l'intensité du phénomène d'interférences, donnée par le contraste :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (120)$$

Le montage doit se réaliser dans un environnement contrôlé pour éviter toute perturbation du front d'onde. Cette technique permet d'obtenir des réseaux à des résolutions de *5000 traits/mm*. Le parallélisme entre les traits dépend de la façon dont les faisceaux d'interférence sont strictement collimatés. Ecrire sur des grandes surfaces de substrat est possible dans la mesure où les faisceaux peuvent être élargis. Le moulage (masque) à partir de la matrice permet d'obtenir des répliques de haute qualité. Le transfert du motif élémentaire se fait en insolant le masque sur le nouveau substrat. La fabrication de lots de réseaux peut être ainsi entreprise avec une très grande reproductibilité (voir Figure 141).

Pour obtenir des réseaux blazés ou encore à profil laminaire ou aussi trapézoïdal, on peut modifier le profil des réseaux par la technique de gravure par faisceaux d'ions (*ion etching*). Elle peut même être réalisée directement dans le matériau du substrat utilisé car elle n'introduit pas des défauts additionnels de surface.

Une étape finale d'évaporation d'une couche mince d'aluminium rend le dispositif parfaitement réflecteur. La haute réflectivité de l'aluminium est maintenue par des revêtements multicouches de Fluorure de Magnésium (MgF_2). Ce dépôt additionnel prévient de l'oxydation de l'aluminium. L'épaisseur relative des matériaux doit être optimisée en fonction des indices.

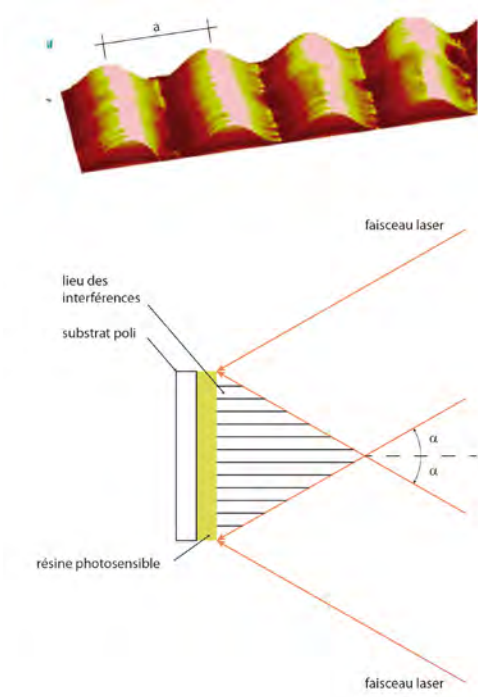


Figure 139. Fabrication de réseaux holographiques et forme des réseaux sinusoïdaux gravés (image obtenue par microscope de forces atomiques).

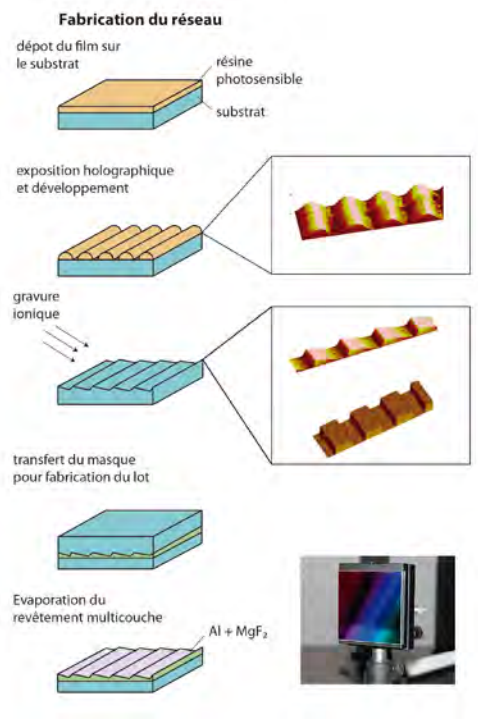


Figure 140. Procédure de fabrication de réseaux de diffraction holographiques.

BIBLIOGRAPHIE

- Ayari-Matallah, N.: *Imagerie Hyperspectrale par transformée de Fourier. Limites de detection, caractérisation des images et nouveaux concepts d'imagerie*, Thèse, (2011).
- Bianchini, D., Lanfranchini, M., Cortesi, U.: *Flight qualification of a diode laser for path difference determination of a high-resolution Fourier transform spectrometer*, Applied Optics, Vol. 39, No.6, pp. 962-965, (2000).
- Bennett, C.-L.: *A comparison of Imaging Spectrometers*, ASP Conference Series, Vol. 207, pp. 344-354, (1999).
- Chandra, S., and Rohde, R.-S.: *Ultrasensitive multiple-reflections interferometer*, Appl. Opt. 21, pp. 1533- 1533, (1982).
- Ciddor, P.-E.: *Refractive Index of air: new equations for the visible and near infrared*, Appl. Opt, Vol. 35, No.9, pp. 1566-1573, (1996).
- Cíp, O., and Petru, F.: *A scale-linearization method for precise laser interferometry*, Meas. Sci. Technol., Vol. 11, Issue 2, pp. 133-141, (1999).
- Curdt, W., Brekke, P., Feldman, U., Wilhelm, K., Dwivedi, B. N., Schühle, U.; Lemaire, P.: *The SUMER spectral atlas of solar-disk features*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 375, pp. 591-613 (2001).
- Curd, W., Tian, H., Teriaca, L., and Schüle, U.; *The SUMER Ly- α line profile in quiescent prominences*, Astronomy and Astrophysics, (2010).
- Damiani, C., Drossart, P., Sémerly, A., Réess, J.M., Maillard, J.P.: *An Imaging Heterodyne Transform Spectrometer for Planetary Exploration*, OSA Technical Digest Series (CD), paper FTuC3, (2007).
- Dawson, O. R., Harris, W. M.: *Tunable, all-reflective spatial heterodyne spectrometer for broadband spectral line studies in the visible and near-ultraviolet*, Applied Optics, 48, Issue 21, pp. 4227-4238, (2009).
- Edlén, B.: *The refractivity of air*, Metrologia, Vol. 2, No. 2, pp. 71-80, (1966).
- Eom, T. B., Kim, J. Y., and Jeong, K.: *The dynamic compensation of nonlinearity in a homodyne laser interferometer*, Meas. Sci. Technol., Vol. 12, pp. 1734-1738, (2001).
- Feautrier, P., Gach, J.-L., Balard, P., Guillaume, C., Downing, M., Stadler, E., Magnard, Y., Denney, S., Suske, W., Jordan, P., Wheeler, P., Skegg, M., Pool, P., Belle, R., Burt, D., Reyes, J., Meyer, M., Hubin, N., Baade, D., Kasper, M., Arsenault, R., Fusco, T., and Diaz Garcia, J.-J.: *The L3Vision CCD220 with its OCam test camera for AO applications in Europe*, Vol. 7021, (2008).
- Fitzgibbon, A.-W, Pilu, M. and Fischer, R.-B.: *Direct least squares fitting of ellipses*, in Proc. of the 13th International Conference on Pattern recognition, pp. 253-257, (1996).
- Graham, J.-R., Abrams, M., Bennet, C., Carr, J., Cook, K., Dey, A., Najita, J. and Wishnow, E.: *The performance and scientific rationale for an infrared imaging fourier transform spectrograph on a large space telescope*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 110, No. 752, pp. 1205-1215, (1998).
- Gayley, K., G.: *Analytic Lyman-alpha wing diagnostics and the chromospheric excitation balance in cool dwarfs*, The Astrophysical Journal, Vol. 431, pp. 806-818, (1992).

- Gontikakis, C., Vial, J.-C., and Gouttebroze, P.: *Emission of hydrogen lines by moving solar prominences*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 325, pp. 803-812, (1997).
- Grandmont, F.: *Développement d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier pour l'Astronomie*, Thèse, (2007).
- Gregorcic, P., Pozar, T., and Mozina, J.: *Quadrature phase-shift error analysis using a homodyne laser interferometer*, Optics Express, Vol. 17, No. 18, pp. 16322-16331, (2009).
- Gúnar, S., Heinzel, P., and Anzer, U.: *Properties of prominence fine-structure threads derived from SOHO/SUMER hydrogen Lyman lines*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 472, pp. 929-936, (2007).
- Gúnar, S., Heinzel, P., Anzer, and Schmieder, B.: *On Lyman-line asymmetries in quiescent prominences*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 490, pp. 307-313, (2008).
- Halír, R., and Flusser, J.: *Numerically stable least squares fitting of ellipses*, (1998).
- Hanus, R.: *Analyse temporelle – Partie 2*, Techniques ingénieur, (2007).
- Harker, M., O'Leary, P., and Zsombor-Murray, P.: *Direct type-specific conic fitting and eigenvalue bias correction*, 15th Annual British Machine Vision Conference, Volume 26, Issue 3, pp. 372-381, (2008).
- Harris, W. M., Roesler, F. L., Ben-Jaffel, L., Mierkiewicz, E., Corliss J., Oliverson, R., and Neef, T.: *Applications of spatial heterodyne spectroscopy for remote sensing of diffuse UV VIS emission line sources in the Solar system*, Journal of electron spectroscopy and related phenomena, (2005).
- Hearn, D.-R.: *Fourier Transform Interferometry*, Technical Report, MIT, (1999).
- Heinzel, P., and Vial, J.-C.: *OSO-8 observations of a quiescent prominence – A comparison of Lyman-alpha with theoretical intensities*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 121, pp. 155-157, (1983).
- Heinzel, P., and Rompolt, B.: *Hydrogen emission from moving solar prominences*, Sol. Phys., , Vol. 110, pp. 171-189, (1987).
- Heinzel, P.: *Multiwavelength Observations of Solar Prominences*, in Solar and Stellar Physics through Eclipses, ed. by O. Dermican, S.O. Selam, B. Albayrac. Astronomical Society of the Pacific Conferences Series, Vol. 370, p. 46, (2007).
- Heydemann, P.-L.-M: *Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers*, Applied Optics, Vol. 20, No. 19, pp. 3382-3384, (1981).
- Junttila, M.-L., Kauppinen, J., and Ikonen, E.: *Performance limits of stationary Fourier transform spectrometers*, JOSA A, Vol. 8, Issue 9, pp. 1457-1462, (1991).
- Kanatani, K., and Rangarajan, P.: *Hyperaccurate ellipse fitting without iterations*, Proc. Inf. Computer Vision Theory and Applications, Vol. 2, pp. 5-12, (2010).
- Keem, T., Gonda, S., Misumi, I., Huang, Q., and Kurosawa, T.: *Removing nonlinearity of a homodyne interferometer by adjusting the gains of its quadrature detector systems*, Applied Optics, Vol. 43, No. 12, (2004).
- Learner, R. C., M., Thorne, A. P., and Brault, J.W.: *Ghosts and artifacts in Fourier transform spectrometry*, Applied Optics, Vol. 35, Issue 16, pp. 2947-2954, (1996).
- Labrosse, N., Heinzel, P., Vial, J.-C., Kucera, T., Parenti, S., Gúnar, S., Schmieder, B., and Kilper, G.: *Physics of Solar Prominences: I-Spectral Diagnostics and Non-LTE Modelling*, Vol. 151, Issue 4, pp. 243-332, (2010).
- Lemaire, P., Charra, J., Jouchoux, A., Vidal-Madjar, A., Artzner, G. E., Vial, J.-C., Bonnet R. M., Skumanich, A.: *Calibrated full-disk H I Lyman- α and Lyman- β profiles*, Astrophys. J., 223, L55 L58, (1978).

- Lewis, B. R., Varvadas, I. M., and Carver, J.H.: *The aerodynamic disociation of water vapor by solar Lyman alpha radiation*, J. Geophys., Res. 88, pp. 4935-4940, (1983).
- Loewen, E.-G., and Nevière, M.: *Simple selection rules for VUV and XUV diffraction gratings*, Appl. Opt., Vol. 17, No. 7, pp. 1087-1092, (1978).
- Loewen, E.-G., Nevière, M., and Maystre, D.: *On an asymptotic theory of diffraction gratings used in the scalar domain*, JOSA, Vol. 68, Issue 4, pp. 496-502, (1977).
- Maillard, J.-P., Drissen, L., Grandmont, F., and Thibault, S.: *Integral wide-field spectroscopy in astronomy: the Imaging FTS solution*, Experimental Astronomy, Vol. 35, (2013).
- Martinez Molina, J. J., and Buche, G.: *Etude fréquentielle des systèmes continus*, Techniques ingénieur, (2011).
- McCandliss, S.-R., Burgh, E.-B., and Feldmann, P.-D.: *Ultraviolet groove efficiency of a holographic grating: implications for a dual order spectrograph*, Applied Optics, Col. 40, Issue 16, pp. 2626-2631, (2001).
- Millard, A.: *IFTSUV : un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV pour les prochaines missions spatiales solaires*, Thèse, (2005).
- de Oliveira, N., Joyeux, D., Phalippou, D., Rodier, J.-C., Polack, F., Vervloet, M., and Nahon, L.: *A Fourier transform spectrometer without a beam splitter for the vacuum ultraviolet range: From the optical design to the first UV spectrum*, Rev. Sci. Instrum., Vol. 80, No. 4, (2009).
- Paletou, F.: *Transfert de rayonnement: methods itératives*, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV, pp. 885-898, (2001).
- Pauluhn, A., Huber, M.-C.-E., and Von Steiger, R.: *The radiometric calibration of SOHO*, ISSI Scientific Report SR-002, in press International Space Science Institute, Bern, Switzerland, (2002).
- Parenti, S., Vial, J.-C., and Lemaire, P.: *Solar prominence properties derived from the UV-EUV SUMER spectral atlas*, Advances in Space Research, Vol. 41, Issue 1, pp. 144-147, (2008).
- Penquer, A.: *Détecteurs UV pour le spatial : revue des besoins et de l'état de l'art*, UVX 2010 - 10e Colloque sur les Sources Cohérentes et Incohérentes UV, VUV et X ; Applications et Développements Récents, pp. 123-129, (2011).
- Pisani, M., and Astrua, M.: *Angle amplification for nanoradian measurements*, Applied Optics, Vol. 45, Issue 8, pp. 1725-1729, (2006).
- Pisani, M.: *A homodyne interferometer with sub-picometer resolution*, Meas. Sci. Technol., Vol. 20, pp.(2009).
- Pozar, T., Gregorcic, P., Mozina, J.: *Optimization of displacement-measuring quadrature interferometers considering the real properties of the optical components*, Applied Optics, Vol. 50, No. 9, (2011).
- Ruiz de Galarreta Fanjul, C., Philippon, A., Vial, J.-C., Lemaire, P., Maillard, J.-P., Buisset, C., Appourchaux, T., and Auchère, F.: *Definition of an imaging spectrometer meeting the needs of UV solar physics*, Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray. Edited by Arnaud, Monique; Murray, Stephen S.; Takahashi, Tadayuki. Proceedings of the SPIE, Volume 7732, pp. 773236-773248, (2010).
- C. Ruiz de Galarreta Fanjul, Philippon, A., Vial, J.-C., Maillard, J.-P., et Appourchaux, T.: *Metrology for an imaging Fourier transform spectrometer working in the far-UV (IFTSUV)*, Published in Proceedings Volume 8169: Optical Fabrication, Testing, and Metrology IV, (2011).
- Ruiz de Galarreta Fanjul, C., Bouzit, M., Appourchaux, A., Dassas, K., Viale, T., Philippon, A., Vial, J.-C., et Maillard, J. P.: *Metrology for a solar imaging Fourier*

transform spectrometer working in the far UV: from the instrumental concept to the first experimental results, Published in Proceedings Volume 8450: Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II, (2012).

- Schuehle, U.: *Solar Ultraviolet measurements of Ultraviolet radiation (SUMER) instrument on SOHO: design, performance predictions, and calibration aspects*, Proc. SPIE, X-Ray and Ultraviolet spectroscopy and polarimetry, Vol. 2283, no. 42, (1994).
- Sellar, R.- G., and Boreman, D.-G.: *Comparison of relative signal- to- noise ratios of different classes of imaging spectrometer*, Applied Optics, Vol. 44, No. 9, (2005).
- Taubin, G.: *Estimation of planar curves, surfaces and nonplanar space curves defined by implicit equations, with applications to edge and range image segmentation*, IEE Trans. PAMI, Volume 13, Issue 11, pp. 1115-1139, (1991).
- Teriaca L., Andretta, V., Auchère, F., Brown, C. M., Buchlin, E. Cauzzi, G., Culhane J. L., Curdt, W., Davila, J. M., del Zanna, G., Doschek G. A., Fineschi, S., Fludra, A., Gallagher, P. T., Green, L., Harra, L. K., Imada, S., Innes, D., Liem, B., Korendyke, C., Mariska J. T., Martinez-Pillet, V., Parenti, S., Patsourakos, S., Peter, H. Poletto, L., Rutten, R., Schüle, U., Siemer, M., Shimizu, T., Socas-Navarro, H., Solanki, S. K., Spadaro, D., Trujillo-Bueno, J., Tsuneta, S., Vargas Dominguez, S., Vial, J.-C., Walsh, R., Warren, H. P., Wiegmann, T., Winter, B., and Young, P.: *LEMUR: Large European Module for solar Ultraviolet Research*, Experimental Astronomy, Vol. 34, Issue 2, pp. 273-309, (2012).
- Thorne, A.: *Fourier Transform Spectrometry in the Vacuum Ultraviolet: applications in progress*, Physica Scripta., Vol. 65, pp. 31-35, (1996).
- Thorne, A., Harris, C.-J., Wynne-Jones, I., Learner, R.-C.-M., and Cox, G.: *A Fourier transform spectrometer for the vacuum ultraviolet: design and performances*, J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 20, No. 1, pp. 54-60, (1987).
- Tian, H., Curdt, W., Marsch, E., and Schüle, U.: *Hydrogen Lyman- α and Lyman- β radiance profiles in the quiet Sun*, Astronomy&Astrophysics, Vol. 504, No. 239, (2009).
- Tousey, R.: *The extreme ultraviolet spectrum of the Sun*, Space Science Reviews, Vol. 2, Issue 1, pp. 3-69, (1963).
- Vial, J.-C., Ebadi, H., and Ajabshirizadeh, A.: *The Ly- α and Ly- $\beta\beta$ profiles in solar prominences and the issue of the fine structure*, Solar Physics, 246, 327, (2007).
- Vernazza, J.-E., Avrett, E.-H., and Loeser, R.: *Structure of the solar chromospheres. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun*, the Astrophysical Journal supplement series, Vol. 45, pp. 635-725, (1981).
- Vincent, E.-V., Harris, W.-M., Beasley, M., Corliss, J., Bétrémieux, Y., Jaffel, L.-B., Roesler, F.-L.: *Identification and treatment of an efficiency anomaly in a symmetrically ruled grating illuminated at normal incident*, Journal of electron spectroscopy and related phenomena, Vol. 184, Issues 3-6, pp. 346-349, (2011).
- Vourlidas, A., Sanchez Andrade-Nuño, B., Landi, E.: Patsourakos, S., Teriaca, L., Schühle, U., Korendyke, C. M.: *The Structure and Dynamics of the Upper Chromosphere and Lower Transition Region as Revealed by the Subarcsecond VAULT*, Solar Physics, Volume 261, Issue 1, pp. 53-75, (2010).
- Wedemeyer-Böhm, S., Lagg, A., and Nordlund, A.: *Coupling from the Photosphere to the Chromosphere and the Corona*, Space Sci. Rev., Vol. 144, pp. 317-350, (2009).
- Wood; R.-W.: *Anomalous diffraction gratings*, Physical Review, Vol. 48, Issue 12, pp. 928-936, (1935).

-
- Wu, C.-M., and Su, C.-S.: *Nonlinearity in measurement of length by optical interferometry*, Meas. Sci. Technol., Vol. 7, pp. 62-68, (1996).
 - Wu, C.-M.: *Periodic nonlinearity resulting from ghost reflections in heterodyne interferometry*, Optics communications, Vol. 215, pp. 17-23, (2002).
 - Ziegler, J.-G., Nichols, N.-B.: *Optimum settings for automatic controllers*, Trans ASME, 64, pp. 759-768, (1942).
 - Zumberge, M.-A., Berger, J., Dzieciuch, M.-A., Parker, R.-L.: *Resolving quadrature fringes in real time*, Optical Society of America, Vol 43, Issue 4, pp. 771-775, (2004).